

EIGENSCHAFTEN VON $\text{AgCl}(\text{Cd})$ -KRISTALLEN
ALS TEILCHENSPUR-DETEKTOREN

INAUGURAL-DISSERTATION

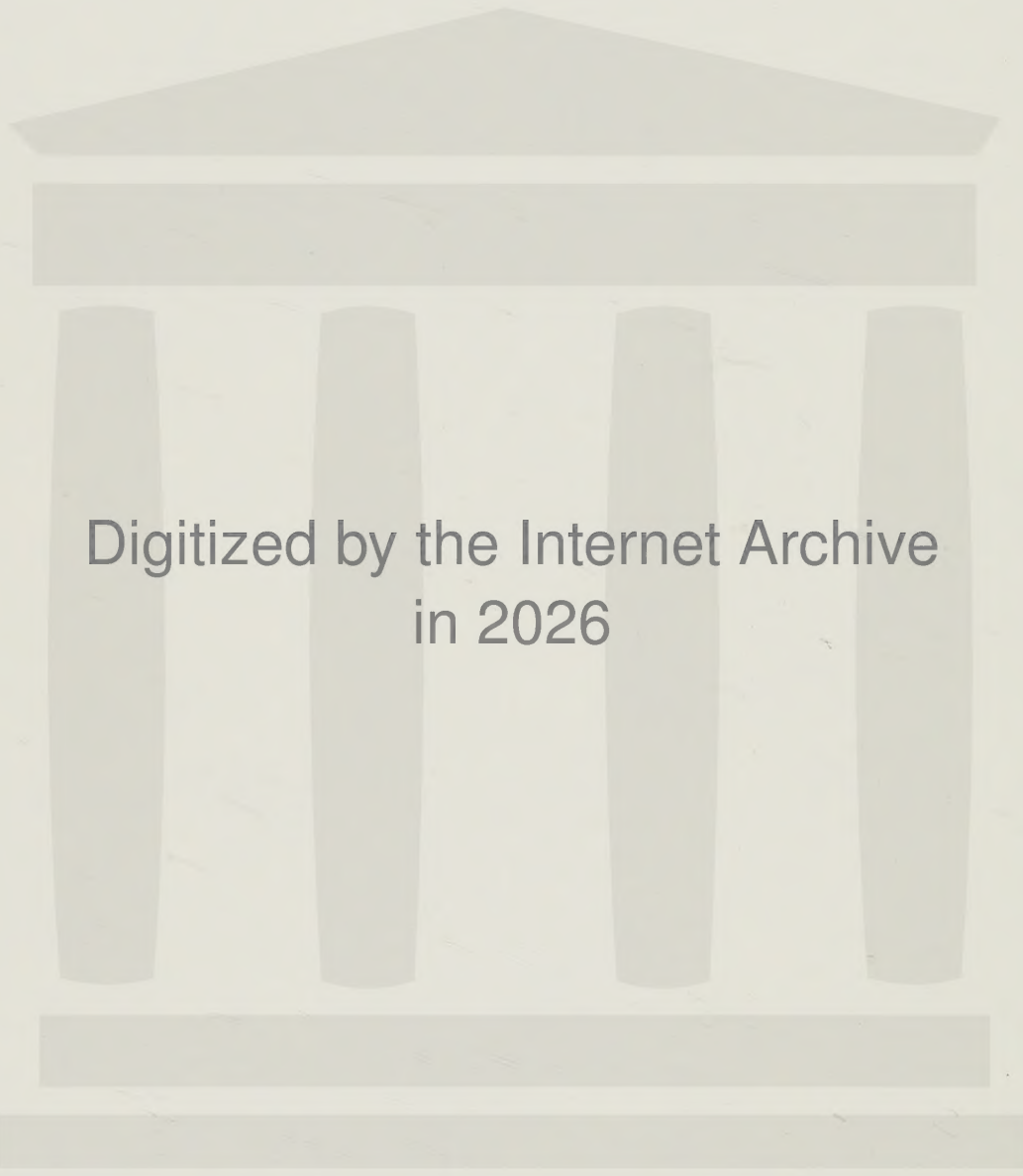
zur Erlangung des Doktorgrades
der Naturwissenschaften

Vorgelegt beim Fachbereich Physik
der Johann Wolfgang Goethe-Universität
zu Frankfurt am Main

von

Jobst-Ulrich Schott
aus Stettin

September 1974



Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41550826_0027

EIGENSCHAFTEN VON $\text{AgCl}(\text{Cd})$ -KRISTALLEN
ALS TEILCHENSPUR-DETEKTOREN

INAUGURAL-DISSERTATION

zur Erlangung des Doktorgrades
der Naturwissenschaften

Vorgelegt beim Fachbereich Physik
der Johann Wolfgang Goethe-Universität
zu Frankfurt am Main

von

Jobst-Ulrich Schott
aus Stettin

September 1974

Gedruckt mit Genehmigung des Fachbereichs Physik
der Johann Wolfgang Goethe-Universität, Frankfurt



Dekan: Prof. Dr. W. Pohlitz

1. Berichterstatter: Prof. Dr. E. Schopper

2. Berichterstatter: Prof. Dr. F. Granzer

Tag der mündlichen Prüfung: 2. Dez. 1974

INHALTSÜBERSICHT

	Seite
1. Einleitung	1
2. Physikalische Grundlagen der Spurbildung	4
2.1. Entstehung des latenten Bildes	5
2.1.1. Wechselwirkung geladener Teilchen mit Materie	5
2.1.2. Einfaches Modell zur Erzeugung latenten Bildes in AgCl-Kristallen .	10
2.2. Erzeugung der sichtbaren Teilchenspür	12
2.2.1. Sichtbarmachung latenter Keime	12
2.2.2. Der undotierte Kristall	20
2.2.3. Dotierungen	21
3. Auswertung von Teilchenspuren	24
3.1. Teilchen- und Spurparameter	24
3.2. Messung der Spurparameter	29
3.2.1. Auswertung von Teilchenspuren durch elektronische Bild-Analyse .	30
3.2.1.1. Aufbau der Bildauswerte-Apparatur	31
3.2.1.2. Eigenschaften der Bildauswerte-Apparatur	33
3.2.1.3. Eichung des Gerätes	36
3.2.2. Meßmethode	37
3.2.2.1. Testmessungen	40
3.2.3. Meßergebnisse	43
3.3. Diskussion der Ergebnisse	47
4. Zeitabhängige Eigenschaften latenter Spuren in Cd-dotierten AgCl-Detektoren	48
4.1. Vorbemerkungen zu Untersuchungen der latenten Spur	49
4.1.1. Lebensdauer latenter Spuren	50
4.1.2. Stabilisierbarkeit latenter Spuren	53

	Seite
4.1.2.1. Untersuchungen an latentem α -Spuren	53
4.2. Beeinflussung der Lebensdauer latenter Spuren	56
4.2.1. Verkürzung der Lebensdauer durch Vordekoration	57
4.2.2. Abhängigkeit der Lebensdauer latenter Spuren von der Konzen- tration der Dotierung.	60
4.2.3. Abhängigkeit der Lebensdauer latenter Spuren von der Temperatur.	61
4.2.4. Stabilisierbarkeit latenter Spuren verkürzter Lebensdauer.	62
4.3. Kurzzeit-Effekte.	63
4.4. Reproduzierbarkeit der Ergebnisse	65
4.4.1. Einfluß der Herstellungsbedingungen der Detektoren auf die Lebensdauer latenter Spuren.	67
5. Modell zum Spurbildungs-Mechanismus in Cd-dotier- ten AgCl-Detektoren	71
5.1 Die AgCl(Cd)-Matrix.	72
5.2. Lokale Veränderungen der AgCl(Cd)-Matrix durch den Durchgang geladener Teilchen	74
5.2.1. Zeitliche Stabilität latenter Spurkeime	76
5.2.2. Stabilisation der latenten Spur.	77
5.3. Diskussion des Modells	80
6. Anwendungen von AgCl(Cd)-Detektoren im Experiment.	82
6.1. Untersuchungen zum Untergrund	82
6.2. Experimente mit AgCl(Cd)-Detektoren	85
6.3. Anmerkungen zur Verwendung der Detektoren im getriggerten Experiment	86
7. Zusammenfassung.	89
8. Literaturhinweise	90

1. Einleitung

Teilchendetektoren - physikalische Systeme in denen bewegte geladene Teilchen nachgewiesen werden - machen von der elektromagnetischen Wechselwirkung der Teilchen in der Materie des Detektors Gebrauch.

In Materie hoher elektronischer Leitfähigkeit - Metallen, Halbleitern - sind die Folgeprozesse der elektromagnetischen Wechselwirkung überwiegend reversibel (Ionisation und Anregung); sie geben ein promptes elektrisches oder optisches Signal ab. In Materie geringer elektronischer Leitfähigkeit werden längerlebige, teils irreversible Prozesse beobachtet, die zur Ausbildung einer sichtbaren Spur des Teilchens führen können. Solche als Teilchenspurdetektoren bekannte Systeme werden neuerdings auch als visuelle Detektoren bezeichnet.

Zu den am längsten bekannten Teilchenspurdetektoren gehört die Wilson'sche Nebelkammer in der in einem Gas die Bahn des Teilchens als Kondensationsstreifen sichtbar gemacht wird. In der Blasenkammer verursacht das Teilchen eine Kette von Gasblasen in einer Flüssigkeit, wobei der durch Expansion eingeleitete Kondensations- bzw. Verdampfungsvorgang katalytisch an den vom Teilchen entlang seiner Bahn erzeugten Ionen beginnt. Die Spur des Teilchens kann kurz nach dem Teilchendurchgang für eine begrenzte Zeit beobachtet werden; eine zeitliche Speicherung ist in gasförmigen und dünnflüssigen Spurdetektoren nicht möglich, dagegen eine zeitliche Festlegung des Teilchendurchgangs.

In Festkörpern und Gläsern können die längs der Bahn auftretenden Strukturstörungen über Folgeprozesse zur Ausbildung neuer Phasen oder zur Ausscheidung einer Komponente des Systems führen. Wir bezeichnen sie wegen ihrer submikroskopischen Größe als latente Spur des Teilchens. Im allgemeinen bedarf die latente Spur der nachträglichen Verstärkung durch einen Entwicklungsprozess; es sind verschiedene Methoden bekannt latente Spuren sichtbar zu machen.

Anfang der sechziger Jahre beobachteten Price und Walker^{1/}, daß die von einem ionisierenden Teilchen entlang seiner Bahn erzeugten Strukturänderungen in Dielektrica zu einer Erhöhung der Löslichkeit gegenüber chemischen Agenzien führen. In Gläsern, Glimmer und anderen Mineralien können Teilchenspuren durch Ätzen mit HF sichtbar gemacht werden; Spuren in organischen Materialien, beispielsweise Cellulosenitrat, summarisch als Plastik (-Detektoren) bezeichnet, werden mit NaOH geätzt.

Eine andere Gruppe von Festkörper-Teilchenspurdetektoren, zu der als klassischer Vertreter die Kernspur-Emulsion gehört, beruht auf dem Photographischen Elementarprozess im Silberhalogenid-Gitter, der Ausscheidung von Silberaggregaten durch die ionisierende Wirkung von Teilchen (und Quanten), die durch entsprechende Entwicklung verstärkt und sichtbar gemacht werden können.

In der Kernspur-Emulsion werden die vom ionisierenden Teilchen längs seiner Bahn entwickelbar gemachten Silberhalogenid-Körner - Mikrokristalle in Gelatine als Träger - als latente Teilchenspur durch einen flüssigen Entwickler chemisch zu Silber reduziert und bilden die sichtbare Teilchenspur.

Der Reduktionsprozess ist jedoch nicht auf Mikrokristalle beschränkt. Im Jahre 1961 gelang es Childs und Slifkin^{2/} Spuren ionisierender Teilchen in kubikzentimetergroßen AgCl-Einkristallen mit einem auf Haynes und Shockley^{3/} zurückgehenden Entwicklungsverfahren - der Verstärkung latenter Spurkeime durch Bestrahlung mit ultra-violettem Licht - sichtbar zu machen.

In Frankfurt begann unter der Leitung von E. Schopper und G. Haase eine Gruppe mit systematischen Untersuchungen an Silberhalogenid-Einkristallen auf deren Eignung als Spurdetektoren. Der Einfluß von Fremdionen-Dotierungen, insbesondere in Silberchlorid, stand hierbei im Mittelpunkt der Überlegungen.

Zur Herstellung dotierter AgCl-Kristalle wurde von F. Zörgiebel^{4/} eine Zuchtapparatur aufgebaut, in der nach einer Methode von Clark und Mitchell^{5/} plättchenförmige Einkristalle als Sandwich zwischen Quarzplatten gezüchtet werden.

In einer modifizierten Anlage lassen sich einkristalline Schichten von 200 bis 500 μm Dicke gewünschter Dotierung auf Quarzplatten als Träger herstellen; sie haben als Standard eine Größe von $1.5 \times 2.5 \text{ cm}^2$. In neuerer Zeit ist es gelungen in einem ähnlichen Verfahren monokristalline, freitragende AgCl-Detektor-Folien obiger Dicke in einer Breite von 4 bis 6 cm und einer Länge von 50 cm herzustellen ^{6/}.

Eine Zusammenfassung bisheriger Veröffentlichungen der Frankfurter Arbeitsgruppe, die sich aus Kernphysikern und Festkörperphysikern zusammensetzt, befindet sich, falls nicht an anderer Stelle zitiert, am Ende der Literaturhinweise.

In der vorliegenden Arbeit werden kernphysikalische und festkörperphysikalische Eigenschaften der Spuraufzeichnung in dotierten AgCl-Detektoren untersucht. Einem Abschnitt über die physikalischen Grundlagen der Spurbildung folgen Überlegungen und experimentelle Ergebnisse zur Zuordnung von Teilchen- und Spurparametern in Cd-dotierten Detektoren.

Cd-dotierte AgCl-Kristalle zeichnen sich im Vergleich zu anderen spuraufzeichnenden Detektorsystemen durch zusätzliche besondere Eigenschaften aus: die latenten Spurkeime sind zeitlich instabil, die latente Spur regrediert. Durch eine Steuerung "von außen" kann die Instabilität beeinflusst werden. Eine Bestrahlung des Detektors mit inaktinischem Licht ($\lambda > 420 \text{ nm}$) während oder kurz nach dem Teilchendurchgang führt zur Ausbildung einer zeitlich stabilen latenten Spur. Damit ist es möglich die Akkumulation von Teilchen-spuren ein- und auszuschalten; der Detektor ist ähnlich wie ein elektronischer Detektor "triggerbar".

Die "Triggerbedingungen" und die zeitabhängigen Eigenschaften der latenten Spur werden ebenso wie die Beeinflussbarkeit dieser Eigenschaften durch physikalische Nebenbedingungen in einem weiteren Abschnitt untersucht. Es schließen sich Modellvorstellungen zu den dynamischen Vorgängen der Regression und Stabilisation der latenten Spur an, denen Anmerkungen zur Anwendung dieser Detektoren im Experiment folgen.

2. Physikalische Grundlagen der Spurbildung

Der physikalische Prozess, der zur Bildung sichtbarer Teilchenspuren führt, wird eingeleitet durch die Wechselwirkungsmechanismen geladener Teilchen beim Durchgang durch Materie. Sind diese, im wesentlichen durch Energie-transfer vom Teilchen auf das Gitter eines Festkörpers gekennzeichneten Primären Prozesse noch weitgehend als unabhängig von der Struktur des Festkörpers anzusehen, so hängen die späteren Folgeprozesse nicht nur von den Produkten des Primärprozesses, sondern in erheblichem Maß auch von den ionischen und elektronischen sowie den strukturell bedingten Eigenschaften des Festkörpers ab. Die Folgeprozesse bestimmen den Grad der Reversibilität primär erzeugter Störungen der Kristallstruktur bzw. den Grad der durch irreversible Umstrukturierung erzeugten Störung entlang der Bahn des Teilchens, der latenten Spur. In Cd-dotierten AgCl-Kristallen können diese Störungen durch geeignete Prozesse bis zur mikroskopischen Sichtbarkeit verstärkt werden.

Die Primärprozesse lassen sich ebenso wie der Verstärkungsprozess noch befriedigend quantitativ verstehen; über den Ablauf der für die Eigenschaften des Festkörpers als Spurdetektor entscheidenden Folgeprozesse besteht jedoch noch manche Unklarheit.

Einer kurzen Beschreibung der Primärprozesse beim Durchgang geladener Teilchen durch Materie folgt eine stark vereinfachte Darstellung der zur Bildung einer latenten Spur führenden Folgeprozesse in AgCl(Cd)-Kristallen. In einem weiteren Abschnitt wird über die Sichtbarmachung von Gitterstörungen und latenten Spuren berichtet.

2.1. Entstehung des latenten Bildes

2.1.1. Wechselwirkung geladener Teilchen mit Materie

Beim Durchgang eines ionisierenden Teilchens durch Materie wechselwirkt dieses mit den Hüllenelektronen und den Kernen der Materie. Das Ausmaß der durch das Teilchen im Primärprozess erzeugten Störung wird durch den spezifischen Energieverlust entlang der Bahn des Teilchens und der räumlichen Energieverteilung bestimmt. Die am Energie-Transfer beteiligten Reaktionsmechanismen sind: elektronische Prozesse - Anregung und Ionisation der Absorberatome -, nucleare Prozesse - Kernreaktionen und Kernstöße -, sowie mit Strahlung verbundene Übergänge - Bremsstrahlung und Cerenkov Strahlung -.

Der Prozess der Kernreaktion ist sehr selten. Für die Erzeugung des latenten Bildes entlang der Bahn sind diejenigen Energieüberträge von Bedeutung, die abgesehen von statistischen Schwankungen "homogen" erfolgen.

Der gesamte Energieverlust, der zur Bildung eines latenten Bildes beitragen kann, läßt sich durch drei voneinander unabhängige Summanden darstellen als

$$(2.1) \quad \left[\frac{dE}{dx} \right]_{\text{total}} = \left[\frac{dE}{dx} \right]_{\text{elektronisch}} + \left[\frac{dE}{dx} \right]_{\text{sc, nucl.}} + \left[\frac{dE}{dx} \right]_{\text{Strahlung}}$$

Der letzte Summand beschreibt den Energieverlust durch Bremsstrahlung und Cerenkov Strahlung.

Die Intensität der Bremsstrahlung ist umgekehrt proportional zum Quadrat der Masse des Geschossteilchens. Für schwere geladene Teilchen, die wir hier betrachten wollen, ist dieser Anteil vernachlässigbar klein.

Der Energietransfer durch Cerenkov Strahlung ist zwar unabhängig von der Ruhemasse des Geschossteilchens, jedoch in AgCl erst für Teilchengeschwindigkeiten von $\beta > 0.5$ von Null verschieden. Auch für relativistische schwere Teilchen bleibt

$$(2.2) \quad - \left[\frac{dE}{dx} \right]_{\text{Cerenkov}} \approx Z^2 \cdot 1 \left[\frac{\text{keV cm}^2}{g} \right] < 10^{-3} - \left[\frac{dE}{dx} \right]_{\text{total}}$$

und kann vernachlässigt werden.

Der Energieverlust durch Kernstöße ist gegeben durch

$$(2.3) \quad - \frac{dE}{dx}_{\text{sc, nucl.}} = N \cdot \int_{T_{\min}}^{T_{\max}} T \cdot d\sigma(E, T).$$

N ist die Flächendichte der Absorberkerne, T die im Einzelprozess übertragene Energie, deren Grenzwerte gegeben sind durch

$$(2.4) \quad T_{\min} = \frac{Z_1^2 \cdot Z_2^2 \cdot e^4}{a} \cdot \frac{M_1}{M_2} \cdot \frac{1}{E} \quad \text{und}$$

$$(2.5) \quad T_{\max} = \frac{4 \cdot M_1 \cdot M_2}{M_1 + M_2} E.$$

a ist der Abschirmparameter des durch gebundene Elektronen abgeschirmten Coulomb-Potentials des Kerns.

Im Falle schwacher Abschirmung des Coulomb-Feldes durch die Elektronenhülle und hoher Teilchenenergie ist $d\sigma(E, T)$ gegeben als klassischer Streuquerschnitt

$$(2.6) \quad d\sigma(E, T) = \frac{\pi \cdot Z_1^2 \cdot Z_2^2 \cdot e^4}{E} \cdot \frac{M_1}{M_2} \cdot \frac{dT}{T^2}$$

für ein Teilchen mit den Parametern (Z_1, M_1, E) welches an einem Kern $(Z_2, M_2, 0)$ gestreut wird.

Der Wirkungsquerschnitt ist umgekehrt proportional zur Energie des Teilchens. Beim Energietransfer werden wegen der Proportionalität zu T^{-2} geringe Energien bevorzugt.

Setzt man Gl. (2.6) in Gl. (2.3) ein, so erhält man für den Energieverlust durch Kernstöße

$$(2.7) \quad - \left[\frac{dE}{dx} \right]_{sc, nucl.} = \frac{\pi \cdot Z_1^2 \cdot Z_2^2 \cdot e^4}{E} \cdot \frac{M_1}{M_2} \cdot N \cdot \ln \left\{ \frac{2a E}{Z_1 \cdot Z_2 \cdot e^2} \cdot \frac{M_2}{M_1 + M_2} \right\}$$

Der Wirkungsquerschnitt geladener schwerer Teilchen für Wechselwirkungen mit den Hüllenelektronen wird ebenfalls durch den Rutherford-Streuquerschnitt beschrieben. Setzt man in Gl.(2.6) $Z_2 = 1$ und $M_2 = m$ (m =Elektronenmasse), so erhält man

$$(2.8) \quad d\sigma (E, T)_{elektronisch} = \frac{\pi \cdot Z_1^2 \cdot e^4}{E} \cdot \frac{M_1}{m} \cdot \frac{dT}{T^2} \cdot$$

Die obere Integrationsgrenze für den der Gl.(2.3) äquivalenten Ausdruck des elektronischen Energieverlustes vereinfacht sich aus Gl.(2.5) durch Ersetzen von M_2 durch m unter Berücksichtigung von $m \ll M_2$ zu

$$(2.9) \quad T_{max} = \frac{4 m}{M_1} \cdot E \quad .$$

Als untere Grenze des zur Ionisation führenden Energieübertrags kann man die Ionisationsenergie einsetzen:

$$(2.10) \quad T_{min} = I_i$$

Durch Summation über alle Elektronen i erhält man

$$(2.11) \quad - \left[\frac{dE}{dx} \right]_{elektronisch} = \frac{2 \pi \cdot Z_1^2 \cdot e^4}{E} \cdot \frac{M_1}{m} \cdot N \cdot \sum_i \ln \left\{ \frac{4 m}{M_1} \cdot \frac{E}{I_i} \right\}$$

Bethe ersetzt die Summe logarithmischer Terme durch Einführung einer mittleren Ionisationsenergie $\bar{I}$ aller ionisierbarer Elektronen durch einen Term

$$(2.12) \quad - \left[\frac{dE}{dx} \right]_{\text{elektronisch}} = \frac{2\pi \cdot Z_1^2 \cdot e^4}{E} \cdot \frac{M_1}{m} \cdot Z_2 \cdot N \cdot \ln \left\{ \frac{4m}{M_1} \cdot \frac{E}{\bar{I}} \right\},$$

mit $\bar{I} = \xi \cdot Z_2$, $\xi \approx 11.5 \text{ eV}$.

Der totale Energieverlust des Teilchens ist auf zwei partielle zurückgeführt (Gl. (2.7) und Gl. (2.12)). Bei hohen Teilchenenergien überwiegt der elektronische Anteil, dessen linearer Faktor umgekehrt proportional zur Elektronenmasse ist, den nuclearen Anteil, der umgekehrt proportional zur Masse der Absorber-Atome ist, bei weitem; letzterer kann vernachlässigt werden. Für niedrige Energien (stoppende Teilchen) erreicht der nucleare Anteil die Größenordnung des elektronischen, in diesem Bereich darf er nicht mehr vernachlässigt werden.

Für die Erzeugung von Teilchenspuren ist es notwendig, daß die vom Teilchen abgegebene Energie zu irreversiblen Strukturveränderungen führt, die durch eine nachträgliche Anwendung von Verstärkungsprozessen sichtbar gemacht werden können. Von grundlegender Bedeutung ist daher die Frage, wie die durch elektronische und nucleare Primärprozesse übertragene Energie auf das Gitter verteilt wird und welche Veränderungen in Form von Gitterstörungen hieraus resultieren.

Durch den elektronischen Prozess werden δ -Elektronen erzeugt, die aufgrund der ihnen übertragenen kinetischen Energie E_δ die Bahn des Teilchens verlassen. Die Zahl der durch Ionisation erzeugten δ -Elektronen ist

$$(2.13) \quad N_\delta = \frac{\pi \cdot Z_1^2 \cdot e^4}{E} \cdot \frac{M_1}{m} \cdot N \cdot \sum_i \left\{ \frac{1}{I_i} - \frac{1}{T_{\max}} \right\}.$$

Für die mittlere kinetische Energie $\bar{E}_\delta$ der δ -Elektronen gilt

$$(2.14) \quad \bar{E}_\delta = \bar{T} - \bar{I}$$

$\bar{T}$ ist die mittlere im Einzelprozess auf ein Elektron übertragene Gesamtenergie.

$$(2.15) \quad \bar{T} = \sum_i \ln \left\{ \frac{T_{\max}}{I_i} / \left\{ \frac{1}{I_i} - \frac{1}{T_{\max}} \right\} \right\}$$

Durch Einsetzen von $T_{\max}$ aus Gl. (2.9) erhält man für Gl. (2.14)

$$(2.16) \quad \bar{E}_\delta = \sum_i \ln \left\{ \frac{(4 m E)^2}{M_1 (4 m E - M_1 I_i)} \right\} - \bar{I}.$$

Auf ihrem Weg erzeugen die δ -Elektronen, solange ihre Energie größer als die Ionisationsenergie der Gitterbausteine ist, in vielfachen Ionisationsprozessen weitere Ionen und Sekundärelektronen. Ist die Energie der Sekundärelektronen und δ -Elektronen niedriger als diese Schwelle, so geben sie unter Phononen-Anregung ihre Energie an das Gitter ab. Der Nahbereich der geometrischen Bahn des Teilchens ist gekennzeichnet durch einen hohen Überschuß zurückgebliebener positiver Ladung; er ist von einem zylindersymmetrischen Bereich umgeben in dem sich durch Elektronen-Einfang eine negative Überschußladung aufbaut. Der Radius dieses Zylinders ist von der Größenordnung der Reichweite der δ -Elektronen.

Die zeitlich sich anschließenden Prozesse können mit dem auf Fleischer et al.^{7/} zurückgehenden "ion explosion spike"-Modell erläutert werden. Der Zustand der an der Bahn erzeugten zum Teil mehrfach geladenen positiven Ionen ist instabil. Die Coulomb-Energie und die vom Teilchen erzeugte freie Energie wird dazu verbraucht, positive Ladungsträger in die Umgebung zu transportieren, sodaß an der Bahn des Teilchens die Gitterplätze teilweise unbesetzt sind. Unter Umständen können diese Gitterstörungen irreversibel sein, dann nämlich, wenn nicht alle "explodierten" Ionen durch den Einfang von Elektronen elektrische Neutralität gegenüber dem Gitter erreichen und auf die freien Gitterplätze zurückkehren.

In einem anderen, dem "thermal spike" Modell wird davon ausgegangen, daß die vom Teilchen abgegebene, über Elektronen auf das Gitter übertragene Energie eine lokale Überhitzung des Systems zur Folge hat, die sich radialsymmetrisch ausbreitet und abbaut. Dabei können hohe Fehlorderungen auftreten, die zu irreversiblen Folgeprodukten, wie zum Beispiel zur Bildung von Clustern, führen können.

Im Falle nuclearen Energietransfers vom Teilchen auf einen Rückstoßkern gelten prinzipiell die gleichen Überlegungen. Der Rückstoßkern kann seinen Gitterplatz verlassen, seine Restenergie verliert er wie das Teilchen selbst durch Ionisationsprozesse.

Nach beiden Modellen führt der Energietransfer eines geladenen Teilchens im Festkörper wenigstens vorübergehend zu Gitterstörungen, die mit der Erzeugung von Zwischengitterionen verbunden ist.

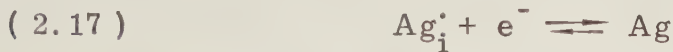
2.1.2 Einfaches Modell zur Erzeugung latenten Bildes in AgCl - Kristallen

In diesem Abschnitt soll ein stark vereinfachtes Modell zur Entstehung einer latenten Spur in AgCl-Kristallen gegeben werden. Dabei wird zunächst nicht auf die komplexen Zusammenhänge der Dynamik möglicher, für die Spurbildung in Frage kommender, Einzelprozesse eingegangen, die für die Beeinflussung der Spurbildung durch die Anwesenheit inaktinischen Lichtes von entscheidender Bedeutung sein können. Modellvorstellungen hierfür werden nach einer Darstellung der Experimente zur Stabilität latenter Teilchenspuren in Abschn. 5 gegeben.

Beim Durchgang eines geladenen Teilchens durch das AgCl-Gitter werden entlang der Bahn und in gewissem Umfang innerhalb eines Zylinders um die Bahn herum Zwischengitterionen erzeugt. Besonderer Bedeutung für die Spurbildung kommt den Silberionen auf Zwischengitterplätzen (Ag_i^+) zu. Innerhalb eines

diesen Zylinder umgebenden Bereichs sind Elektronen in flachen Fallen des AgCl-Gitters "getrappt". Diese Fallen können durch die natürliche Fehlordnung und durch vom Teilchen direkt oder über δ -Elektronen induzierte Störungen des AgCl-Gitters gegeben sein. In dotierten Kristallen treten zusätzliche Terme auf (s. Abschn. 5).

Den Vorstellungen von Gurney und Mott ^{8/} folgend, findet an den mit Elektronen besetzten Störstellen eine Reduktion von Zwischengittersilber statt.



Der Punkt steht für eine positive Überschußladung gegenüber dem neutralen Gitter. Unter wiederholtem Einfang von Elektronen aus anderen Fallen und Ag_i^+ -Zuwanderung können kleine Silberkeime in Form von Clustern gebildet werden. Da die Fallentiefe für Elektronen an den Silberclustern umso tiefer unter dem Leitungsband liegt je größer die Zahl der im Cluster enthaltenen Silberatome ist, werden die Elektronen bevorzugt an bereits gebildeten, größeren Clustern eingefangen. Die Elektronen können auch aus der Dissoziation kleinerer, instabiler Cluster geliefert werden, sodaß es zu einer Umverteilung anfangs erzeugter Ausscheidungen zugunsten großer Cluster kommen kann. Abb. 2.1 zeigt schematisch die Erzeugung von Silber-Ausscheidungen durch Elektroneneinfang in einem Bändermodell. Die Größe der Cluster bestimmt deren Stabilität, sie hängt ab von der Anzahl zur Verfügung stehender Zwischengitter-Silberionen und Elektronen, sowie von der lokalen Verteilung der Ionen und Keimbildungszentren. Abb. 2.2 veranschaulicht dies in einem Bändermodell mit einer Ortskoordinate. Die obere Kurve zeigt eine angenommene Ag_i^+ -Verteilung

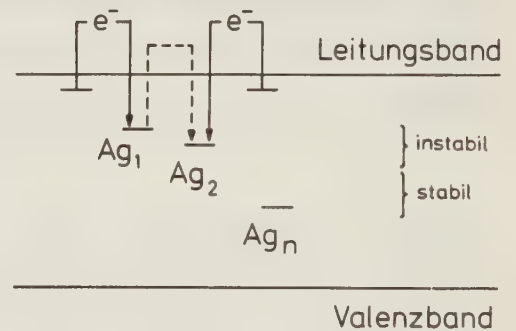


Abb. 2.1 Schematische Darstellung zur Clusterbildung

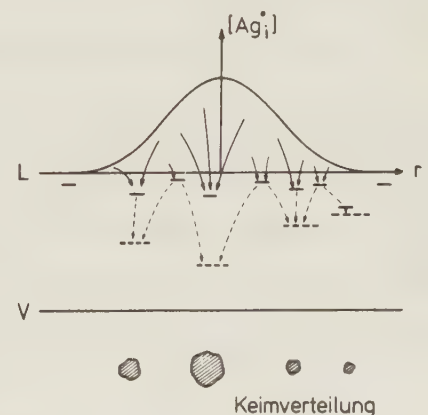


Abb. 2.2 Schematische Darstellung zur Erzeugung diskreter Spurkeime

zur Zeit $t=0$, darunter ein Bändermodell, welches Störterme enthält an denen Silber reduziert werden kann. Die Pfeile sollen das 'Einzugsgebiet' der in Fallen getrappten Elektronen für den Einfang von Zwischengittersilber wiedergeben.

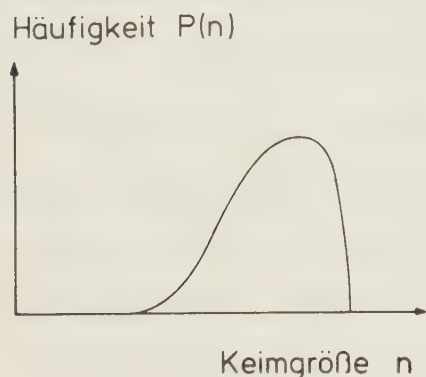


Abb. 2.3 Schematische Darstellung der Keimgrößenverteilung nach dem Teilchendurchgang

Dabei ist berücksichtigt, daß der Einfangquerschnitt für Elektronen für tiefere Fallen größer als für flache Fallen ist. Durch "Umherscheln" (unterbrochene Pfeile) entstehen einige wenige Cluster deren Größenverteilung nach einer Zeit t unter dem Bändermodell schematisch dargestellt ist. Abb. 2.3 zeigt eine nach diesen Vorstellungen zu erwartende Keimgrößenverteilung $P(n)$.

Nach dem Teilchendurchgang ist die Bahn des Teilchens dadurch gekennzeichnet, daß sich an den lokalen Störstellen entlang der Bahn kleine Silbercluster - latente Spurkeime - gebildet haben, die durch einen Verstärkungsprozess sichtbar gemacht werden können.

2.2 Erzeugung der sichtbaren Teilchenspur

2.2.1 Sichtbarmachung latenter Keime

Der oben beschriebene Prozess der Agglomeration von Silberatomen zu latenten Keimen erfährt seine Einschränkung durch die begrenzte Anzahl zur Verfügung stehender Elektronen und Zwischengitter-Silberionen; die maximale Größe der Silbercluster ist begrenzt. Wird die Konzentration von Elektronen in der Reaktionsgleichung



durch chemische oder physikalische Maßnahmen erhöht, so wird, wie dies vom

photographischen Entwicklungsprozess her bekannt ist, das Gleichgewicht der Reaktionsgleichung nach rechts verschoben und eine Verstärkung erreicht, die zur Ausbildung mikroskopisch sichtbarer Silberkörner führen kann.

Ein für die Verstärkung der latenten Teilchenspur geeigneter Prozess geht auf ein Verfahren zurück mit dem es Haynes und Shockley³ / gelungen ist Gitterstörungen in AgCl-Kristallen sichtbar zu machen. Die Erzeugung mikroskopisch sichtbarer Silberkörner (print out) wird in diesem als Dekoration bekannten Verfahren durch eine Erhöhung der Konzentration freier Elektronen im gesamten Volumen des Kristalls mit physikalischen Methoden erreicht.

Ein von außen an den AgCl-Kristall gelegtes elektrisches Hochspannungsfeld induziert im Kristall aufgrund der Polarisierung ein entgegengesetztes Innenfeld. Durch schnelles Ausschalten des Außenfeldes wird das Innenfeld für die Dauer seiner Relaxationszeit, die von der Beweglichkeit der Ladungsträger bestimmt wird, wirksam. In dieser Phase wird der Kristall mit UV-Licht bestrahlt ($h\nu > \text{Photoelektronen-Schwelle}$). Die durch Photoeffekt vorwiegend in der Oberfläche erzeugten Elektronen werden in diesem relaxierenden Feld durch den Kristall bewegt und stehen für die Reduktion des Zwischengittersilbers zur Verfügung.

Diese Methode der Dekoration ist so lange brauchbar, wie Feldstärke und Relaxationszeit des Innenfeldes groß genug sind, die erzeugten Elektronen durch das Kristallvolumen zu bewegen. Um einen Verstärkungseffekt nach Gl. 2.18 zu erreichen, muß die Lebensdauer der durch die UV-Bestrahlung erzeugten, in flachen Fallen des Gitters getrappten Elektronen in der Größenordnung der Zeitdauer liegen (oder größer sein), den die Zwischengitter-Silberionen für die Zuwanderung zum Reaktionsort benötigen. Im Falle unserer hochdotierten AgCl-Kristalle, wie sie als Detektoren Verwendung finden, wird durch die mit der Dotierung verbundene erhöhte Beweglichkeit der Elektronen sowohl der Betrag, als auch die Relaxationszeit des Innenfeldes so stark verkleinert, daß die obigen Bedingungen nicht mehr ohne Einschränkungen erfüllt werden können. (Vgl. auch Experimente zur Abhängigkeit der Dekorationseigenschaften und der Wirksamkeit der Stabilisation vom Intensitäts-Zeit-Verhältnis)

Für die Dekoration hochdotierter Kristalle wurde eine einfach, auf Haynes und Shockley^{3/} zurückgehende feldfreie Methode mit Erfolg erprobt; sie eignet sich für die Dekoration dotierter wie undotierter Kristalle bis zu einer Dicke von 2 mm.

Ultraviolette Licht ($\lambda < 400 \text{ nm}$) wird in AgCl-Kristallen wegen des hohen Wirkungsquerschnitts für den Photoprozess in der Oberfläche total absorbiert. Für längerwelliges (sichtbares) Licht sind die Kristalle nahezu transparent. Bestrahlt man die Kristalle mit Licht einer Wellenlänge nahe der Photoelektronen-Kante, so werden bei noch ausreichender Transparenz im gesamten Volumen freie Elektronen erzeugt. Das gleichzeitige Auftreten von Defektelektronen im Volumen führt nicht zu einer Störung der Reaktion nach Gl. 2. 18.

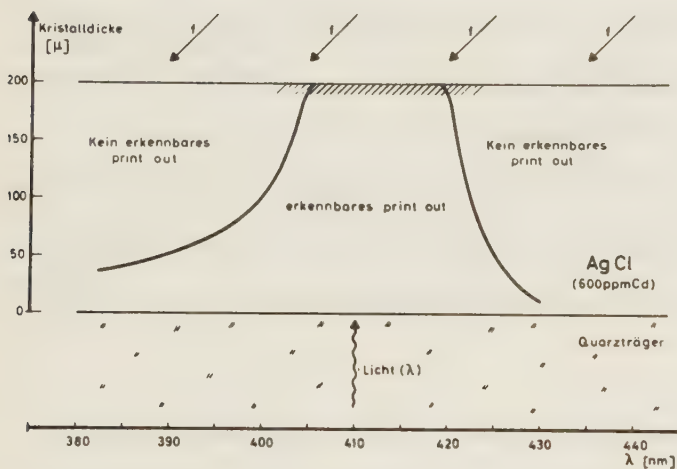


Abb. 2.4 Schnitt durch einen unter einem Verlauf-Filter dekorierten Detektor

Abb. 2.4 zeigt einen Schnitt durch einen 200 μm dicken Cd-dotierten AgCl-Kristall auf einer Quarzplatte als Träger, wie er als Detektor verwendet wird. Er wurde mit α -Teilchen und Spaltprodukten einer ^{252}Cf -Quelle beschossen und anschließend von seiner Rückseite unter Verwendung eines Verlauf-Filters mit Licht verschiedener Wellenlänge bestrahlt. Die Abhängigkeit der Dekoration im Kristallvo-

lumen von der Wellenlänge des Lichtes kann der Abbildung entnommen werden. Für Wellenlängen im Bereich $405 \text{ nm} < \lambda < 420 \text{ nm}$ werden im gesamten Volumen an natürlichen Gitterfehlern mikroskopisch sichtbare Silberkörner, sogenanntes print out, gebildet. Der Wellenlängenbereich, in welchem an der Oberfläche die Dekoration der Spuren von Spaltprodukten beobachtet werden konnte, ist etwas größer als der print out-Bereich. Das liegt daran, daß die von den Spaltprodukten erzeugten Gitterstörungen im Vergleich zu den natürlich im Gitter verteilten Störungen sehr viel stärker als Keimbildungszentrum wirksam sind; wie oben erwähnt führt dies, aufgrund der Konkurrenz der Störstellen untereinander, zur bevorzugten Bildung von Silber an der Teilchenspur.

Abb. 2.5 zeigt die schematische Darstellung einer Dekorationsapparatur. Unter einem Schutzdeckel gegen Fremdlicht befindet sich der Detektor im Abstand von 25 cm von einer wassergekühlten 150 Watt Hg-Hochdruck-Lampe. Durch ein 405 nm-Linienfilter einer Halbwertsbreite von 15 nm und einer Transmission von 30 % gelangt das Licht der 405 und 407 nm-Spektrallinie auf den Detektor. Unter gleicher Geometrie wie der Detektor ist eine Photozelle als Monitor angebracht.

Der aus einem stabilisierten Netzgerät durch das Photoelement fließende Strom wird von einem Stromintegrator aufsummiert; bei Erreichen einer vorgegebenen Ladungsmenge wird die Dekoration durch Ausschalten der Lampe beendet. Die Benutzung wassergekühlter Lampen hat sich wegen der guten Absorptionseigenschaften von Wasser im Ultraroten bewährt (Vgl. auch Ausbleichen dekorierter Spuren mit Rotlicht).

Optimale Bedingungen für die Dekoration der Detektoren verlangen,

- 1) die durch die Gesamtintensität der UV-Bestrahlung erzeugte Ag-Menge dem jeweiligen Detektor-Typ anzupassen und
- 2) das günstigste Intensität-Zeit-Verhältnis für das Dekorationslicht zu wählen.

ad 1) Am Beispiel der Dekoration der Spur eines ^{16}O -Ions in einem 5000 ppm-Cd-dotierten AgCl-Detektor wird die Methode solcher Untersuchungen beschrieben. Als Kriterium für die Beurteilung des Entwicklungszustandes des Detektors dient das Signal-Rausch-Verhältnis, d.h. das Verhältnis der von der Gesamtheit zur Spur gehörender Silberkörner erzeugten Schwärzung zu der des in der Matrix erzeugten print out-Untergrunds.

Da quantitative Aussagen wegen der stochastischen Natur der bei der Bildung latenter Spurkeime beteiligten Prozesse nur bei der Beobachtung ein und desselben Spurstückes möglich sind - will man auf statistische Untersuchungsmethoden verzichten - wird der Detektor unter dem Mikroskop dekoriert. Dies geschieht in einfacher Weise dadurch, daß die Beleuchtungseinrichtung des Durch-

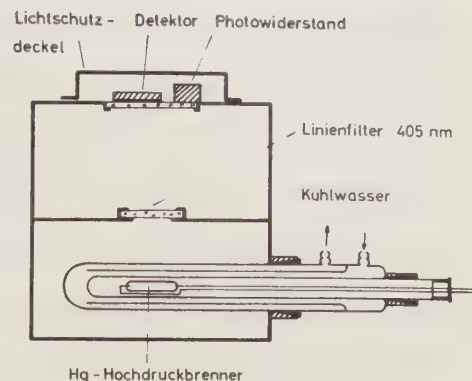


Abb. 2.5
Schematische Darstellung
der Dekorationsapparatur

lichtmikroskops unter Verwendung entsprechender Filter wahlweise als Dekorations-Lichtquelle und als Beleuchtungs-Lichtquelle für die Beobachtung benutzt wird. Die Lichtstärke am Ort des Detektors wird aus Vergleichsmessungen der Gesamtschwärzung mit definiert dekorierten Detektorflächen berechnet. Mit einer in Abschn. 3.2 beschriebenen Apparatur wird in verschiedenen Entwicklungsphasen des Detektors das Schwärzungsprofil der Spur relativ zum jeweiligen Untergrund, sowie die Schwärzung des Untergrundes gemessen.

Die Variation der Gesamt-Lichtmenge geschieht durch die Variation der Dekorationsdauer; die Fluenz betrug $5 \cdot 10^{15}$ Quanten/cm².

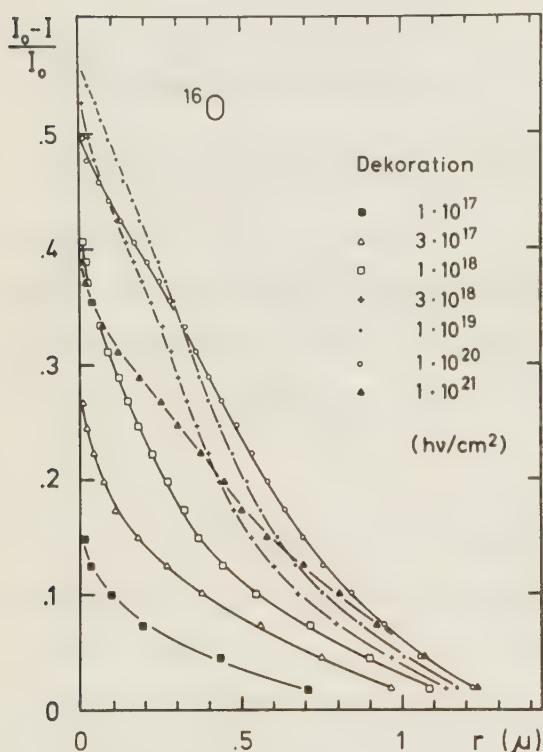


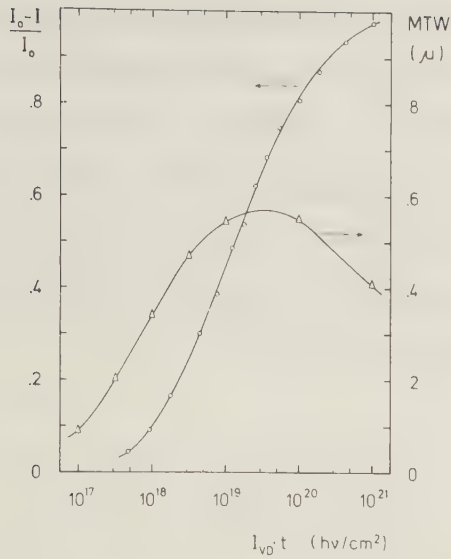
Abb. 2.6

Schwärzungsprofile von ^{16}O -Spuren bei verschiedenen Dekorationsphasen

Abb. 2.6 zeigt die gemessenen Spurprofile. Als Ordinate ist die auf den Untergrund normierte Absorption $\phi = (I_0 - I) / I_0$ aufgetragen, auf der Abszisse die zugehörige gemittelte halbe Profilbreite als Spurradius r . Die Dekorations-Lichtmenge $I \cdot t$ ist als Parameter angegeben. Das Integral unter den Kurven ist als mittlere Schwärzungsbreite MTW (mean track width) eine von Barkas^{9/} definierte, aus der Spurmessung in Emulsionen bekannte Größe, die die Gesamtschwärzung von Spuren relativ zu der des Untergrundes angibt.

$$MTW = \int_r \frac{I_0 - I}{I_0} dr$$

Eine maximale MTW bedeutet damit maximales Signal-Rausch-Verhältnis. In Abb. 2.7 ist die mittlere Schwärzungsbreite in μ m, sowie die Opazität des Untergrundes wiedergegeben. Eine Abwägung dieser Meßkurven mit den Spurbildern, wie sie in Abb. 2.8 wiedergegeben sind, läßt für 5000 ppm Cd-dotierte Detektoren eine Dekorations-Lichtmenge von $5 \cdot 10^{18}$ Quanten/cm² optimal er-



←

Abb. 2.7

Abhängigkeit der mittleren Schwärzungsbreite einer ^{16}O -Spur (rechte Ordinate) und der Schwärzung des Untergrundes (linke Ordinate) als Funktion der Dekorations-Lichtmenge

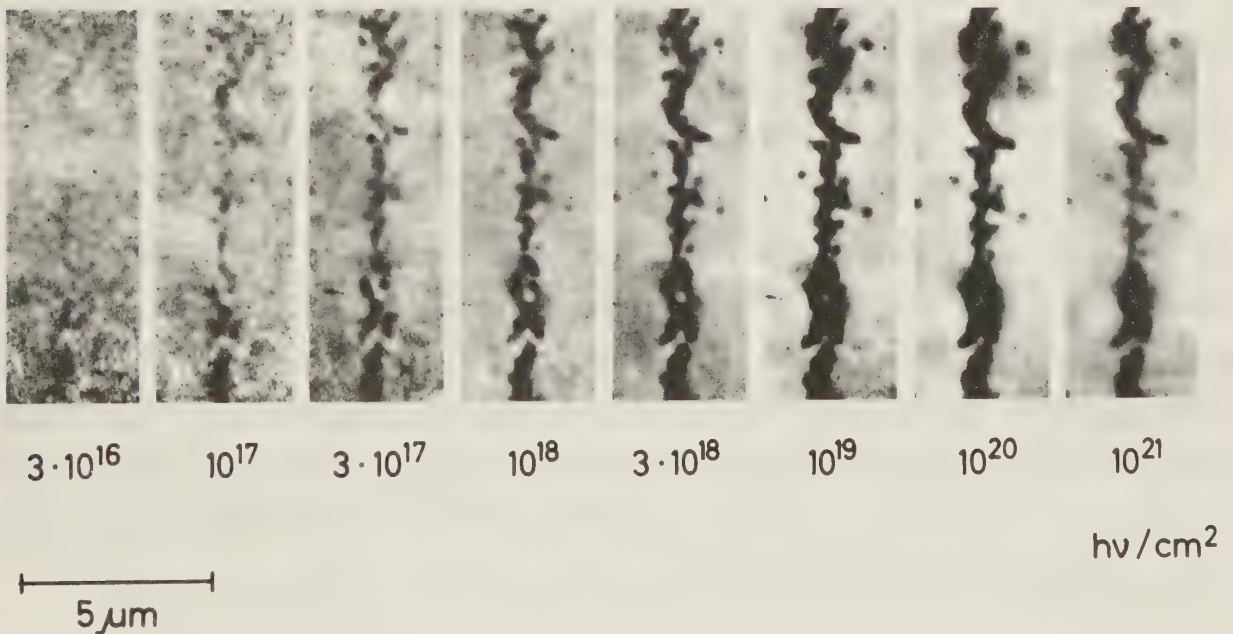


Abb. 2.8 Mikrophotographien ein und desselben Teilstückes einer ^{16}O -Spur nach verschiedenen Dekorationsstufen

scheinen. Eine stärkere Dekoration führt zwar zu noch etwas größeren mittleren Schwärzungsbreiten, doch ist eine deutliche Abnahme der visuell erkennbaren Spurqualität zu erkennen, die möglicherweise auf das Auftreten von Solarisierungseffekten zurückzuführen ist. Für 600 ppm Cd-dotierte Detektoren ist die Dekoration mit 10^{19} Quanten/cm² optimal.

ad 2) Bei konstanter Gesamt-Quantenzahl $I \cdot t$ wurden Dekorationen unter Anwendung verschiedener Lichtintensitäten über entsprechende Zeiten durchgeführt. Es hat sich gezeigt, daß für Zeiten zwischen einigen Sekunden und Stunden keine signifikanten Unterschiede in der Charakteristik der Dekoration auftreten. Bei kürzeren Zeiten beobachtet man eine Verschlechterung des Signal-Rausch-Abstandes. Bei $5 \cdot 10^{-4}$ s Dekorationsdauer wurde nur noch Untergrund dekoriert (Vgl. auch Kurzzeiteffekte Abschn. 4.3).

Tabelle 2.1

Zusammenfassung der Dekorationsdaten:

Dotierung	Wellenlänge	Intensität	Fluenz	Zeit
600 ppm Cd	405/407 nm	$5 \cdot 10^{15}$ h /cm ² s	$5 \cdot 10^{18}$ h /cm ²	15 min
5000 ppm Cd	405/407 nm	$5 \cdot 10^{15}$ h /cm ² s	10^{19} h /cm ²	30 min

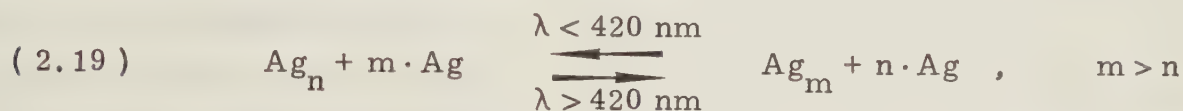
Da die Dekoration sofort unterbrochen wird, sobald keine freien Elektronen mehr im Detektor erzeugt werden, erübrigt sich eine Nachbehandlung für den Fall, daß der Detektor keinem UV-enhaltendem Licht ausgesetzt wird. Ist dies unumgänglich, so kann der Detektor durch Aufbringen einer ca. 1 µm dicken transparenten gelben Lackschicht im Tauchverfahren geschützt werden (Clou Glühlampen-Tauchlack gelb). In diesem Zustand ist der Detektor quasi "fixiert", er kann jedoch nach Ablösen der Lackschicht weiter dekoriert werden.

Ausbleichen dekorierte Spuren:

Bestrahlt man einen dekorierten Detektor mit längerwelligem, nicht dekorierendem Licht ($\lambda > 420$ nm), so wird bei Verwendung hoher Intensitäten und Fluenzen ein zum Dekorationsprozess inverser Effekt beobachtet: bereits vorhandene sichtbare Spuren und print out-Körner bilden sich zurück. Dieser mit dem negativen Herschel-Effekt am latenten photographischen Bild vergleichbare Effekt

wurde quantitativ mit dem Licht eines He-Ne-Lasers ($\lambda = 633 \text{ nm}$) untersucht. Bei einem Fluß von ca. $3 \cdot 10^{17} \text{ Quanten/cm}^2 \text{ s}$ werden nach Bestrahlungsdauern von 1 Stunde (Fluenz = $10^{21} \text{ Quanten/cm}^2$) die Rückbildungen beobachtbar. Relativ schnell werden, wie dies analog auch bei der Dekoration zu beobachten ist, kleinere print out-Körner zur mikroskopischen Unsichtbarkeit rückgebildet, größere Körner werden langsamer abgebaut. Nach eintägiger Bestrahlung ($2 \cdot 10^{22} \text{ Quanten/cm}^2$) sind lichtmikroskopisch keinerlei Silberkörner mehr zu erkennen.

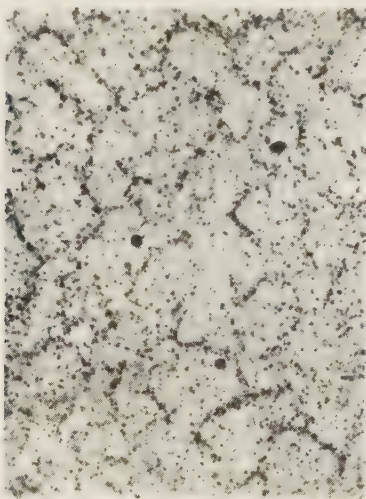
Für den Verstärkungs- und Abschwächungsprozess läßt sich Gl. 2.18 als Summenreaktionsgleichung schreiben:



Bei der Durchführung quantitativer Messungen an Teilchenspuren müssen hohe Beleuchtungsstärken, wie sie am Ort des Objektes bei normaler mikroskopischer Betrachtungsweise auftreten, vermieden werden. Mit Hilfe eines hochempfindlichen zweistufigen Bildverstärker-Vidikons kann die Auswertung von Teilchenspuren über ein in Abschn. 3.2 beschriebenes elektronisches Bild-Analyse-Gerät bei äußerst geringen Beleuchtungsstärken durchgeführt werden. Etwaige Ausbleicheffekte bleiben in dieser Anordnung auch über längere Zeitdauern der Auswertung unmeßbar klein.

2.2.2 Der undotierte Kristall

Reines AgCl zeichnet sich durch eine hohe Konzentration von Zwischengitter-Silberionen aus, die an natürlich vorkommenden Baufehlern des Gitters unter Elektroneneinfang latente Keime bilden können. Im Bändermodell stellen diese Keime tiefe Elektronenfallen dar. Die Anwesenheit solcher tiefen Elektronenfallen in der Umgebung einer Teilchenbahn kann die in Abb.2.2 schematisch dargestellte Erzeugung latenter Spurkeime dadurch behindern, daß das vom Teilchen erzeugte Zwischengittersilber nicht an flachen Fallen der Teilchenbahn, sondern an den bereits vorhandenen print out-Keimen reduziert wird, bzw. spontan erzeugte Spurkeime durch Umherscheln aufgelöst werden.



20 μ

Abb. 2.9

Silberabscheidungen (print out) an natürlichen Gitterstörungen in einem undotierten dekorierten AgCl-Kristall (Vgl. Untergrund in dotierten Kristallen, Abb.2.12)

In reinem AgCl konnten keine Teilchenspuren dekoriert werden. Statt dessen beobachtet man die Dekoration von Korngrenzen und substrukturellen Gitterstörungen durch print out-Körner (Abb.2.9). Um eine bevorzugte Sichtbarmachung von Teilchenspuren zu erreichen, muß die Erzeugung der konkurrierenden print out-Keime verhindert werden. Dies kann durch die Dotierung der Kristalle mit geeigneten Kationen geschehen.

2.2.3 Dotierungen

Der Einfluß von Kationen-Dotierungen auf die Empfindlichkeit der Detektoren wurde für eine Vielzahl von Elementen untersucht. Eine übersichtliche Zusammenfassung der Ergebnisse wurde von Zörgiebel ^{10/} gegeben. Cadmium erwies sich bisher als das am besten geeignete Element eine bevorzugte Dekoration von Teilchenspuren zu erreichen. Die

Empfindlichkeit Cd-dotierter Detektoren für den Nachweis ionisierender Teilchen läßt sich in weiten Grenzen durch die Cd-Konzentration einstellen. Abb. 2.10

die Ansprechwahrscheinlichkeit für Spaltprodukte (1), stoppende α -Teilchen (2) und stoppende Protonen (3) als Funktion der Cd-Konzentration wieder. Eine geeignete

Wahl der Konzentration erlaubt die Empfindlichkeitsschwelle so einzustellen, daß Teilchen höherer Ionisationsdichte gegen Teilchen niedrigerer Ionisationsdichte diskriminiert werden können.

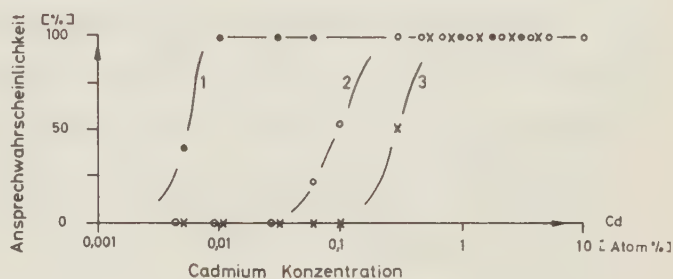


Abb. 2.10

Ansprchwahrscheinlichkeit für niederenergetische Protonen (3) und α -Teilchen (2) und für Spaltprodukte (1) in Abhängigkeit von der Cd-Dotierungs-Konzentration ^{11/}

Teilchendiskriminierende Detektoren mit einstellbarer Empfindlichkeitsschwelle sind für die Schwerionen-Physik interessant. Sie ermöglichen den Nachweis schwerer Ionen bei gleichzeitigem Vorhandensein leichter Teilchen, die als störender Untergrund eliminiert werden müssen. Aus diesem Grund wurde der Einfluß verschieden hoher Dotierungs-Konzentrationen auf die Eigenschaften des Detektors untersucht.

Neben der Empfindlichkeit ist die Dekoration von print out-Untergrund wichtiger Bestandteil der Untersuchungen. In niedrig dotierten Detektoren (500 ppm) wird neben der Dekoration von Teilchenspuren häufig die Dekoration strukturellen mosaikartigen Untergrundes beobachtet (s. Abb. 2.9), der die Verwendbarkeit der Kristalle als Teilchenspurdetektor einschränkt. Durch gleichzeitigen

Zusatz geringer Mengen Blei (einige ppm) kann die Ausbildung des Untergrundes beeinflußt werden; dies wurde in getemperten und ungetemperten Kristallen unter Verwendung folgender simultaner Dotierungskomponenten untersucht: 0, 1, 2, 5, 10, 30, 50, 100, 300, 600, 1000 ppm Cd mit 0, 1, 2, 5, 10, 20 ppm Pb.

In ungetemperten Kristallen verhindert der Zusatz von 1 - 10 ppm Pb die Dekorierbarkeit der erwähnten Substrukturen, wobei der noch auftretende gleichmäßig verteilte print out-Untergrund die Verwendbarkeit als Detektor zwar weniger stark beeinträchtigt, andererseits aber noch vergleichsweise hoch ist. Durch eine dem Herstellungsprozess der Kristalle folgende Temperung in Ar als Schutzgas kann eine Umstrukturierung des noch vorhandenen Untergrundes erreicht werden, derart, daß das print out-Silber nahezu ausschließlich an Kleinwinkelkorngrenzen abgeschieden wird. Die linienförmige Aufreihung des Untergrundsilbers ist für die Dekoration von Teilchenspuren weit weniger störend, weil dafür größere zusammenhängende Kristallbereiche nahezu frei von Untergrund bleiben. In diesen Bereichen ist der Spurnachweis nicht durch konkurrierende Prozesse behindert.

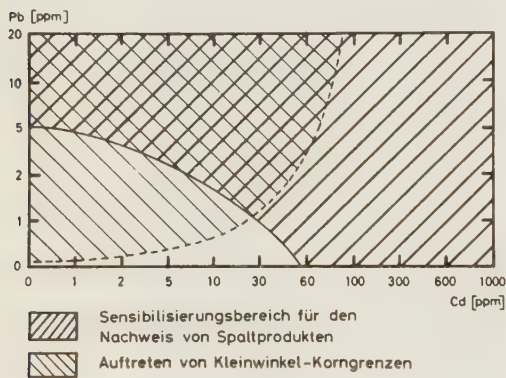


Abb. 2.11

Sensibilisierung Cd-Pb-dotierter AgCl-Detektoren gegen Spaltprodukte

Der Zusatz von Blei bewirkt eine geringfügige Erhöhung der Empfindlichkeit der Detektoren. Abb. 2.11 zeigt die Empfindlichkeit Cd-Pb-dotierter Detektoren gegen Spaltprodukte, sowie den Bereich der Dekoration von Kleinwinkelkorngrenzen in getemperten Detektoren.

Für den Nachweis von Spaltprodukten bei gleichzeitiger Diskriminierung gegen α -Teilchen sind Detektoren mit einem Gehalt von 600 ppm Cadmium und 10 ppm

Blei am besten geeignet. Sie zeichnen sich durch eine extreme Armut von Untergrund jeder Art aus. Abbildung 2.12 zeigt Spuren von Spaltprodukten einer ^{252}Cf -Quelle in diesen Detektoren; die gleichzeitig aufgestrahlten α -Teilchen werden nicht registriert (rechts). Auf der linken Seite sind die Spuren von α -Teilchen dieser Quelle in einem 5000 ppm Cd-dotierten Detektor wiedergegeben.



Abb. 2.12 Spuren von α -Teilchen in 5000 ppm Cd-dotierten Detektoren (links) und von Spaltprodukten in 600 ppm Cd + 10 ppm Pb-dotierten Detektoren (rechts)

Als Detektoren maximaler Empfindlichkeit werden 5000 ppm Cd-dotierte Kristalle als Standard-Detektoren verwendet.

Eine der wesentlichen Eigenschaften Cd-dotierter Detektoren, die in Abschn. 4 beschriebene Instabilität und Stabilisierbarkeit latenter Spuren, wurde auch in Vanadium-dotierten Detektoren beobachtet. Die Ansprechwahrscheinlichkeit V-dotierter Detektoren für den Nachweis von α -Teilchen (Abb. 2.13) zeigt die gleiche Abhängigkeit von der Dotierungs-Konzentration wie die Mn-dotierter Detektoren. Auffallend ist der enge Konzentrationsbereich für die Sensibilisierung.

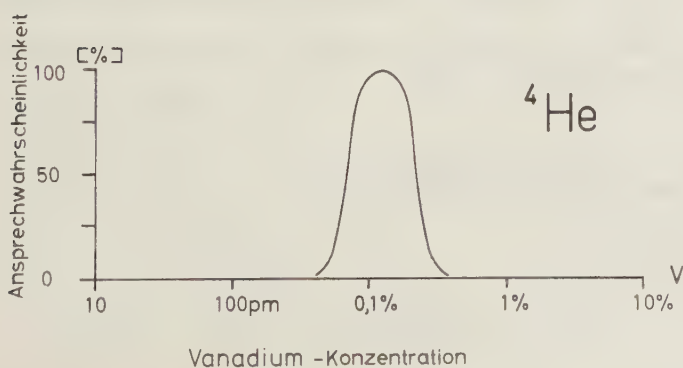


Abb. 2.13

Ansprechwahrscheinlichkeit für stoppende α -Teilchen in V-dotierten AgCl-Detektoren

3 Auswertung von Teilchenspuren

Ein ionisierendes Teilchen kann durch seine Parameter Ordnungszahl Z , Masse M und Geschwindigkeit $\beta \cdot c$ vollständig beschrieben werden. Der Zusammenhang dieser Parameter mit denen der Teilchenspur ist für die Kalibrierung der Detektoren von Bedeutung. Neben grundlegenden Überlegungen werden in den folgenden Abschnitten Meßmethoden beschrieben und Ergebnisse der Kalibrierung diskutiert.

3.1 Teilchen und Spurparameter

Als Spurparameter können alle meßtechnisch erfaßbaren Daten für eine Zuordnung zu den Teilchenparametern herangezogen werden. Es gehören dazu geometrische Daten, wie die Reichweite, die als Residuale Spurlänge des Teilchens im Detektor mikroskopisch meßbar ist, der geometrische Verlauf der Teilchenbahn (Kleinwinkelstreuung), die Spurbreite und das laterale Schwärzungsprofil, die Struktur der Spur (Körnigkeit), sowie Daten, wie die nach Barkas⁹ definierte mittlere Schwärzungsbreite MTW (mean track width).

1) Für die Reichweite R geladener Teilchen besteht ein einfacher Zusammenhang mit den Parametern des Teilchens.

$$(3.1) \quad R \sim M \cdot \beta^2 / Z_{\text{eff}}^2,$$

wobei die effektive Ladung, der Ionisierungsgrad, als

$$Z_{\text{eff}} = Z \cdot (1 - \exp(-125\beta/Z^{2/3}))$$

angesetzt werden kann.

2) Eine weitere Beziehung läßt sich aus dem geometrischen Verlauf der Teilchenbahn ableiten. Nach Abschn. 2.1.1, Gl. 2.6 erfährt ein geladenes Teilchen beim Durchgang durch Materie durch Rutherford-Streuung eine Abweichung von seiner geradlinigen Bahn. Einer Theorie von Molière folgend besteht zwischen der Streuung des Teilchens (in einen kleinen Raumwinkel) und seinen Parametern ein statistischer Zusammenhang.

Unterteilt man die Spur des Teilchens in zusammenhängende Teilstücke der Länge s , s ist die Zellenlänge, und bestimmt die Winkel α zwischen den Teilstücken benachbarter Zellen aus den Spurkoordinaten der Anfangs- und Endpunkte der Teilstücke, so gilt für den Mittelwert $\bar{\alpha}$ der Absolutbeträge der Winkel

$$(3.2) \quad \bar{\alpha} = k \cdot Z_{\text{eff}}^2 \cdot s / M \cdot \beta^2 .$$

k ist die "Streukonstante", die von den Parametern der Streuzentren abhängt und in einem weiten Bereich der Teilchenenergie als konstant angenommen werden darf.

Die hohe Ortsauflösung der AgCl-Detektoren - es treten nicht, wie zum Beispiel in Kernemulsionen, bearbeitungsbedingte Schrumpfungseffekte auf - erlaubt wegen des geringen "Rauschpegels" dieser Detektoren den Streuwinkel mit hoher Genauigkeit zu bestimmen. Voraussetzung für die Gewinnung exakter Daten ist die präzise Messung der Koordinaten der Spurmitte. Fluktuationen in der Schwärzungsverteilung lateral und längs der Bahn des Teilchens erfordern die laterale Koordinate als Mittelwert über ein einige μm langes Stück der Spur zu bestimmen.

Streumessungen mit guter Statistik sind nur an langen Spuren durchführbar. Für die Auswertung kurzer Spuren, z.B. die Schwerer Ionen einiger MeV/n, müssen weitere Verknüpfungen zwischen Teilchen- und Spurparametern herangezogen werden.

3) Der lineare Energieverlust (LET) eines Teilchens ist gegeben als

$$(3.3) \quad -\left[\frac{dE}{dx}\right] \approx -\left[\frac{dE}{dx}\right]_{\text{elektr.}} = \frac{2 \pi \cdot Z_{\text{eff}}^2 \cdot e^4}{E} \cdot \frac{M_1}{m} \cdot Z_2 \cdot N \cdot \ln \left(\frac{4 m}{M_1} \cdot \frac{E}{I} \right) .$$

Unter Vernachlässigung des logarithmischen Terms gilt näherungsweise

$$(3.4) \quad -\left[\frac{dE}{dx}\right] \sim Z_{\text{eff}}^2/\beta^2 \sim M/R.$$

Der Mechanismus der Erzeugung latenter Spurkeime, wie auch die Verstärkungsmechanismen, die zur Entstehung der mikroskopisch sichtbaren Spur führen, sind Prozesse, deren Wirksamkeit von Schwellwerten abhängen (zB. die Entwickelbarkeit eines latenten Spurkeims). Man kann daher nicht erwarten, daß zwischen der Gesamtmenge des entlang der Teilchenbahn ausgeschiedenen Silbers oder der Gesamtzahl der Spurkörner ein einfacher Zusammenhang mit dem LET besteht. Im Bereich geringen LET (im Vergleich zur Empfindlichkeitsschwelle des Detektors) beobachtet man Spuren körniger Struktur; es besteht ein statistischer Zusammenhang zwischen dem LET und der Opazität O der Spur.

Niederenergetische schwere Ionen (großer LET) erzeugen schmale, kompakte Spuren; bei mittleren Energien beobachtet man große geometrische Breiten strukturell körniger Spuren. Die Messung der lateralen Schwärzungsverteilung $(I_0 - I(r))/I_0$ quer zur Spur - kurz: Spurprofil - erlaubt Daten zu gewinnen, die Informationen über die Wechselwirkungen des Teilchens im Detektor, und damit indirekt über die Teilchenparameter, enthalten. $I(r)$ ist die Intensität transmittierten Lichtes im lateralen Abstand r von der Spurmitte, I_0 die Intensität im Spur-freien Bereich neben der Spur (Untergrund). Neben der mittleren Schwärzungsbreite

$$(3.5) \quad \text{MTW} = \int_{-r_1}^{r_1} \{ (I_0 - I(r))/I_0 \} dr$$

läßt sich den Spurprofilen ein definierter Radius $\bar{r}$ der Spur entnehmen, der in halbquantitativen Spurbildungsmodellen eng mit der Reichweite der vom Teilchen erzeugten δ -Elektronen und der Empfindlichkeit des Detektors verknüpft ist. r_1 ist durch die Bedingung $I(r_1) = I_0$ gegeben.

Unter Vernachlässigung des Einflusses der räumlichen Verteilung der für den Spurkeim-Bildungsprozess in Frage kommenden Keimbildungszentren ist die Wahrscheinlichkeit für die Bildung eines entwickelbaren Keimes im lateralen Abstand r von der Bahn des Teilchens

$$(3.6) \quad P(r) \sim 1 - \exp(-\bar{E}_\delta(r) / E_0) .$$

$\bar{E}_\delta(r)$ ist die mittlere Energiedeposition der δ -Elektronen in einem Volumenelement im Abstand r von der Teilchenbahn, E_0 ist die von der Empfindlichkeit des Detektors abhängige Energiedichte, bei deren Deposition die Wahrscheinlichkeit der Erzeugung eines latenten, entwickelbaren Keimes 63% beträgt (bei entsprechenden konstanten Dekorationsbedingungen).

Zu bemerken ist, daß der in $E_\delta(r)$ und $P(r)$ angegebene Radius der der latenten Spur ist. Die gemessenen Radien dekorierte Spuren sind unter Berücksichtigung der Durchmesser der Silberkörner umzurechnen.

Katz¹²⁻¹⁶/ hat für die radiale Energieabgabe der δ -Elektronen Rechnungen durchgeführt und sie in seinem Spurbildungsmodell mit experimentellen Daten verglichen: Die mittlere radiale Energiedichte $E(r)$ läßt sich als Divergenz des Energieflusses $E(r, \beta, Z)$ der Elektronen durch einen Zylinderring der Dicke dr um die Bahn des Teilchens darstellen.

$$(3.7) \quad E(r) = \frac{1}{2\pi r} \cdot \frac{\partial E(r, \beta, Z)}{\partial r}$$

Die Funktion $E(r, \beta, Z)$ läßt sich halbempirisch aus der Energie-, Winkel- und Häufigkeitsverteilung der δ -Elektronen unter Berücksichtigung der Ionisationsenergien der Atome des Detektors berechnen.

Die wichtigsten Ergebnisse seien kurz genannt:

Für Teilchen einer Geschwindigkeit $v > 0,4c$ zeigen die Rechnungen, daß $E(r)$ von der angenommenen Winkelverteilung der δ -Elektronen unabhängig ist. In diesem Bereich ist

$$(3.8) \quad E(r) \sim \frac{1}{r^2} \cdot \frac{Z_{\text{eff}}^2}{\beta^2}$$

Im Bereich kleiner Teilchenenergien wird experimentell eine Abnahme der Spurbreite festgestellt (thin up). Sie ist auf den Einfluß verschiedener Faktoren zurückzuführen: Winkelverteilung und begrenzte Reichweite der δ -Elektronen, sowie Umladungseffekte schwerer Ionen im niederenergetischen Bereich. Letzteres führt bei Teilchen, deren Geschwindigkeit $v \approx 0,1 c$ ist, zu einer "Inversion" der Spurbreite; Spuren leichterer Teilchen können breiter sein als Spuren schwererer Teilchen gleicher Restreichweite.

Die Theorie von Katz wird quantitativ durch experimentelle Ergebnisse sowohl für Spurbreiten in Kernspuremulsionen, als für Plastik- und NaJ-Detektoren bestätigt^{17, 18/}.

Für die Möglichkeit der Teilchendiskriminierung macht Katz folgende Aussagen:

Keine Z-Abhängigkeit der Teilchenspuren auf den letzten 10μ der Reichweite, sehr schlechte Z-Auflösung im niederenergetischen Bereich (thin up) für Teilchen mit $Z > 15$, gute Z-Auflösung im Bereich maximaler Spurbreite bei $\beta \approx 0,3$.

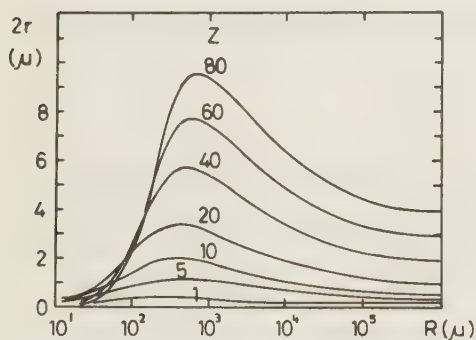


Abb. 3.1

Berechnete Spurbreiten verschiedener Ionen in Abhängigkeit von der Residualen Reichweite R (in Kernspur-Emulsion) nach Katz^{12/}

Abb. 3.1 gibt von Katz berechnete Spurbreiten in Kernspur-Emulsion für Teilchen verschiedener Ladung als Funktion der Reichweite wieder. Für relativistische Teilchen sind die berechneten Werte etwas größer als die experimentellen.

3.2 Messung der Spurparameter

Die aus der Theorie von Katz folgenden Aussagen über die Z-Auflösung in Kernspur-Emulsionen lassen deutlich werden, daß im Bereich niedriger Teilchenenergien ($\beta < 0,3$) äußerst exakte Meßmethoden angewandt werden müssen.

Reichweiten von Spuren lassen sich im allgemeinen genügend präzise durch einen Längenvergleich mit einer Okularskala im Mikroskop messen. Schwierig wird diese Methode, wenn kleine Größen, wie zum Beispiel der Durchmesser einer Spur, bestimmt werden sollen. Dies gilt insbesondere dann, wenn die zu messenden Dimensionen vergleichbar mit der Wellenlänge des zur Abbildung verwendeten Lichtes sind. Die hiermit verbundene Randunschärfe der Abbildung würde bei subjektiver Beurteilung zu erheblichen Meßfehlern führen. Gleiches gilt sinngemäß für eine exakte Messung der Ortskoordinaten und kleiner Winkel.

Die Messung der lateralen Dichteverteilung einer Spur erlaubt es, den Radius oder, wenn die laterale Koordinate in absoluten Einheiten gemessen wird (von einem Bezugspunkt aus), geometrische Daten, wie z.B. den Schwerpunkt der Schwärzung als Spurmitte, objektiv zu ermitteln.

Dies kann in Anlehnung an bekannte photometrische Meßmethoden dadurch geschehen, daß die optische Dichte innerhalb eines quer zur Spur verschiebbaren schmalen Fensters gemessen wird.

Jacobsson et al.^{19/} haben in einer neueren Veröffentlichung eine elegantere Methode beschrieben: Das Bild der Spur wird durch ein bewegliches Spiegelsystem über einen festen Meßspalt bewegt; das von einem hinter dem Spalt angeordneten Photomultiplier synchron gelieferte Signal ist proportional zum lateralen Profilverlauf der Spur.

Beide Methoden basieren auf opto-mechanischen Messungen. Im Folgenden wird über ein System berichtet, welches es erlaubt solche Messungen frei von beweglicher Mechanik auszuführen.

3.2.1 Auswertung von Teilchenspuren durch elektronische Bild - Analyse

Die Entwicklung der vergangenen Jahre auf dem Gebiet der elektronischen Bild-Analyse hat leistungsfähige Geräte hervor gebracht, die zu einem nützlichen Hilfsmittel für die Untersuchung und Auswertung von Bildern, auch solcher mikroskopischer Präparate, geworden sind. Ein entscheidender Vorteil dieser Geräte besteht darin, daß sie in der Lage sind, digitalisierte Bildinformationen zu liefern, die von vorhandenen großen Datenverarbeitungs-Systemen ausgewertet werden können. Letzteres bietet die Möglichkeit auch relativ aufwendige Messungen an Teilchenspuren, wie sie zum Beispiel die Schwärzungsprofile erfordern, durchzuführen und auszuwerten. Wir verwenden hierfür ein geringfügig modifiziertes Quantimet-System 720.

Die Auswertung der Spuren erfolgt über ein Durchlicht-Mikroskop. Das Zwischenbild des zu messenden Spurstückes wird auf die Photokathode eines Bildverstärkers projiziert; das optisch verstärkte Bild von der Kamera des Bild-Analysen-Systems in ein TV-Bild umgesetzt. Bei jedem Abtast-Vorgang kann das Bild innerhalb eines, in Position und Größe frei wählbaren, rechteckigen, zeilenparallelen Meßfensters elektronisch ausgewertet werden.

Die elektrische Amplitude eines jeden Bildpunktes ist als Maß für die Helligkeit des entsprechenden Objekt-"Punktes" bei definiertem Arbeitspunkt des Vidikons in Licht-Intensitätswerte eichbar. Durch Vorgabe eines variablen elektrischen Schwellenwertes kann eine Abfrage aller Punkte innerhalb des Meßfensters derart erfolgen, daß diejenigen Bildpunkte, deren Amplitude größer (oder auch kleiner) als der vorgegebene Schwellenwert ist, "detektiert" werden. Das Gerät erlaubt es, bei jedem Abtastvorgang die Anzahl der detektierten Punkte zu summieren. Abtastvorgänge mit verschiedenen Schwellenwerten liefern über die Schwellen-Intensitäts-Eichung die Anzahl detektierter Punkte als Funktion der Intensität, oder, nach Normierung, als Funktion der Absorption bzw. der Schwärzung.

Diese Daten sind die Grundlage für die Berechnungen der Spurparameter.

3.2.1.1 Aufbau der Bild-Auswerte-Apparatur

Die Auswerte-Apparatur setzt sich aus einem optischen Teil (Bild-Erzeugung) und einem elektronischen Teil für die Bild-Auswertung zusammen. Das Blockschaltbild der gesamten Apparatur zeigt Abbildung 3.2.

I) Optischer Teil

1) Mikroskoptisch:

a) Automatischer Objekt-Tisch mit Schrittsteuerung (Imanco), als Sonderausstattung mit 5 μm Schrittweite in x- und y- Richtung. Durch eine zusätzlich eingebaute Wasserkühlung der Schrittmotoren wurde die erforderliche hohe thermische Konstanz des Tisches erreicht, die zur Erhaltung der Fokussierung während der Messungen erforderlich ist.

Für die Durchführung von Streumessungen wurde der Tisch mit Halterungen für die Aufnahme einer plan-geschliffenen Platte versehen, die als Führung einer Optik nach Stodieck dient.

Ein starr an den Tisch gekoppelter Meßwert-aufnehmer ermöglicht eine elektronische Messung von Δz mit hoher Genauigkeit.

b) Ein 360°- Drehtisch erlaubt die zu messenden Spuren parallel zu einer der Koordinatenachsen des automatischen Tisches zu justieren, sodaß bei Bewegungen des automatischen Tisches das Bild der Spur innerhalb des Gesichtsfeldes verbleibt (etwa bei Messungen entlang langer Spuren).

c) Ein auf dem Drehtisch befestigter zusätzlicher Koordinaten-Kreuztisch ermöglicht das Objekt zu bewegen, ohne daß dadurch eine etwaige coaxiale Justierung der optischen Achse des Mikroskops und der Achse des Drehtisches zu be-

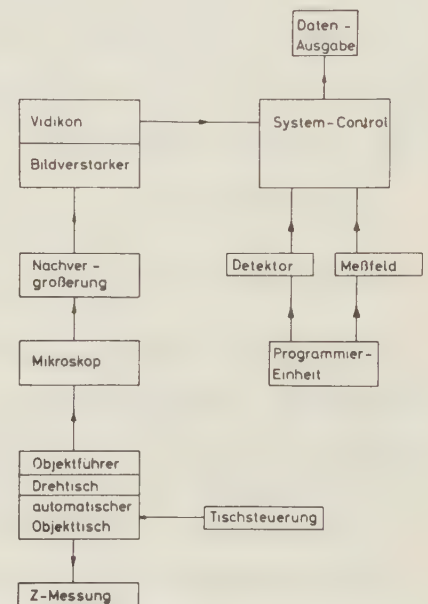


Abb. 3.2

Blockschaltbild der Auswerte-Apparatur

einträchtigen; dies ist wichtig, wenn das Objekt innerhalb des Gesichtsfeldes gedreht werden soll.

2) Mikroskop und Bildübertragung auf das TV-System:

Als Mikroskop dient ein Reichert-Durchlichtmikroskop Typ I. Das Zwischenbild im Okular wird durch eine zusätzliche Optik auf den Eingang des TV-Systems so stark vergrößert abgebildet, daß die Rasterung des TV-Systems die vom Mikroskop geleistete Bildauflösung nicht verschlechtert. Aus Gründen maximal zulässiger Leuchtdichte am Ort des Objektes mußte wegen der durch die Nachvergrößerung auftretenden Lichtverluste das Vidikon des Quantimet-Systems durch ein Bildverstärker-Vidikon 10^3 -facher Lichtempfindlichkeit ersetzt werden (RCA Typ C 23185).

II) Elektronischer Teil

Das vom Vidikon gelieferte elektrische Signal wird der "System Control" zugeführt. Dort wird es im Rahmen der genannten Möglichkeiten innerhalb des Meßfeldes über den als Komparator elektrischer Signale arbeitenden Detektor entsprechend der vorgegebenen Schwelle zur digitalisierten Information verwertet. Der Schwellenwert und die Position des Meßfeldes lassen sich von einer von R. Staudte (Elektronik-Abteilung des IKF) gebauten Programmiereinheit automatisch nach einem wählbaren Programm steuern. Sie übernimmt auch die Steuerung der Datenausgabe, die in der augenblicklichen Ausbaustufe aus einer über ein Interface gesteuerten Teletype mit Lochstreifenstanzer besteht. Die weitere Verarbeitung der Daten erfolgt über davon unabhängige Datenverarbeitungs-Systeme.

Für die Messung der Tiefe z im Objekt wurde ein Meßwertaufnehmer gebaut, der es erlaubt, die z -Position des Tisches frei von mechanischem Spiel zu bestimmen. Er besteht aus einem LC-Generator, dessen Induktivität von einer in einem Schalenkern befindlichen Spule gegeben ist. Eine der Schalenkern-Hälften ist unbeweglich, die andere starr mit dem Mikroskoptisch verbunden. Bei Veränderung der Tischposition in z -Richtung führt die äquivalente spielfreie Änderung der Luftspaltdicke zwischen den beiden Schalenkern-Hälften zu einer

Frequenzänderung des in Eigenresonanz schwingenden LC-Generators.

Die Frequenzänderung läßt sich bei bekannter Anfangsfrequenz in Δz - Werte eichen. Die Auflösung beträgt ca. $10^{-2} \mu\text{m}$ (Vgl. Abschn. 2.5).

Abbildung 3.3 zeigt diesen Meßkreis schematisch.

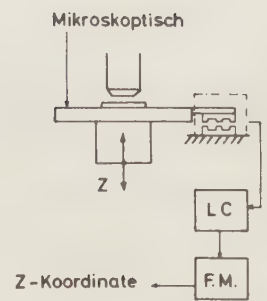


Abb. 3.3 Δz -Meßkreis, schematisch

3.2.1.2 Eigenschaften der Bild-Auswerte-Apparatur

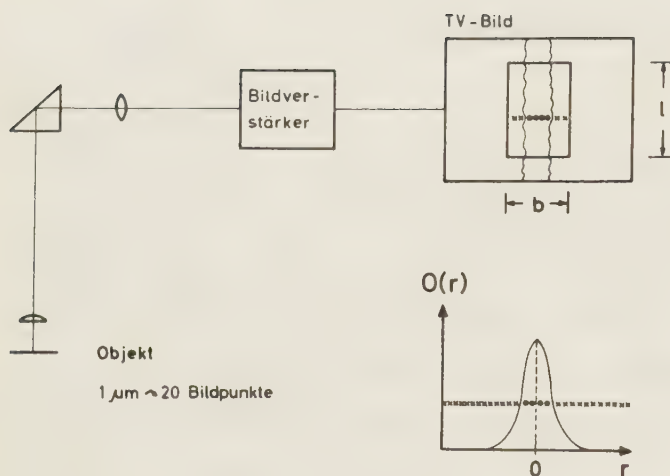
I) Optischer Teil

Die exakte Messung von Spurprofilen erfordert ein hohes optisches Auflösungsvermögen. Die folgende Beschreibung der optischen Eigenschaften der Auswerte-Apparatur beschränkt sich auf die Verwendung hoch auflösender Optiken großer Apertur.

Das mit einem Reichert Objektiv 100x der Apertur 1,25 100-fach vergrößerte Zwischenbild im Okular wird in wählbaren Abbildungsmaßstab (1:1 bis 4:1) auf das Bildverstärker-Target abgebildet. Nachvergrößerungs-Objektiv und Bildaufnahme-Kamera sind beweglich angeordnet.

Dieses Bild wird optisch verstärkt im Maßstab 1:1 auf das Vidikon-Target abgebildet. Das TV-Bild des Monitors ist linear um den Faktor 25 größer als auf dem Target des Vidikons. Die Gesamtvergrößerung des Objektes beträgt damit maximal 10 000.

Die Auflösung des TV-Systems ist durch die Größe eines Bildpunktes gegeben. Sein Durchmesser trägt am Target des Bildverstärkers 0,02 mm und entspricht $0,05 \mu\text{m}$ im Objekt. Im Vergleich dazu - die optische Auflösung beträgt günstigstenfalls $0,18 \mu\text{m}$ - kann die Auflösung des TV-Systems vernachlässigt werden. In Abbildung 3.4 ist die Übertragung des Bildes einer Spur auf den TV-



Monitor schematisch dargestellt. Ihr Profil (unter dem Monitorbild) wird innerhalb des vom Meßfeld der Länge l und der Breite b überdeckten Teilstückes ausgewertet.

Abb. 3.4

Schematische Darstellung zur Erzeugung und Auswertung des TV-Bildes (s. Text)

II) Elektronischer Teil

1) Meßfeld:

Die geringste Größe des Meßfensters ist die eines Bildpunktes ($0,05\text{ }\mu\text{m}$ im Objekt). Sowohl die Ausdehnung in x und y als auch die Position x und y kann um ein ein- oder mehrfaches dieser Einheit verändert werden. Bei automatischer Positionsänderung durch die Programmiereinheit kann das Meßfeld in 30, 40, 50 oder 60 Einzelschritten der Schrittweite 1 oder 2 Einheiten wahlweise in x - oder y -Richtung verschoben werden. Das entspricht bei maximaler Auflösung und stärkster Vergrößerung das Überstreichen einer Länge von $6\text{ }\mu\text{m}$ im Objekt, sonst entsprechend mehr.

2) Detektor:

Die Schwellenwert-Vorgabe im Detektor geschieht analog. Im automatischen Betrieb werden die Schwellenwerte über einen Digital-Analog-Wandler von der Programmiereinheit geliefert, deren Memory bei einer Auflösung von $1^{\circ}/\infty$ eine Kapazität von maximal 64 Kanälen aufweist.

3) Programmiereinheit:

Neben den bereits erwähnten Eigenschaften erlaubt diese Einheit jede Einzelmessung mehrfach auszuführen. Die Integration über mehrere Einzelmessungen reduziert den möglichen Einfluß von Fluktuationen und verbessert die statistische Genauigkeit.

4) Δz -Meßkreis:

Abb. 3.5 gibt die Resonanzfrequenz als Funktion der Luftspaltdicke wieder, Abb. 3.6 zeigt die Frequenzänderung pro $1\mu\text{m}$ Änderung der Luftspaltdicke als Funktion der Frequenz. Für Δz -Werte bis zu einigen μm kann $\Delta f / \Delta z$ als konstant angenommen werden.

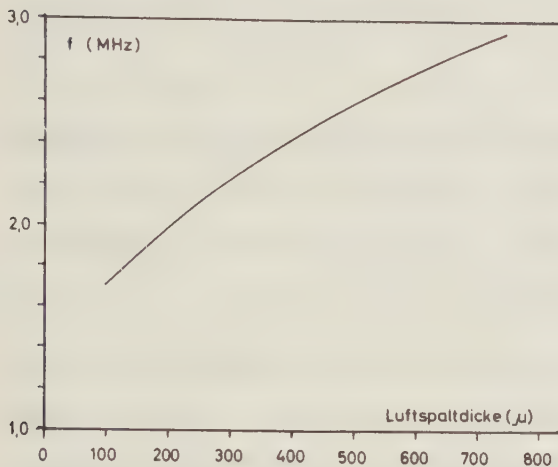


Abb. 3.5

Eigenresonanz des Schwingkreises in Abhängigkeit von der Luftspaltdicke

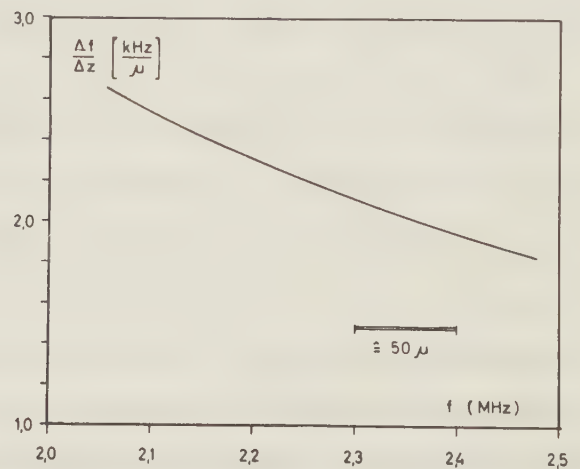


Abb. 3.6

Relative Frequenzänderung des Schwingkreises als Funktion der Frequenz

Die Auflösung dieses Meßsystems wird durch die thermische Instabilität von LC-Schwingkreisen bestimmt. Sie hängt damit auch von der Zeit zwischen zwei zur Bestimmung von Δz notwendigen Einzelmessungen ab. Innerhalb einer Minute ist die auf Δz umgerechnete Stabilität besser als $10^{-2} \mu\text{m}$.

5) Gesamtes System:

Die Auswerte-Apparatur befindet sich im Dauerbetrieb in einem klimatisierten Raum, sodaß Einflüsse durch Temperatur-Schwankungen auf den analogen Teil der Elektronik weitgehend ausgeschlossen werden können.

Das vom Vidikon gelieferte elektrische Signal ist naturgemäß nicht frei von Rauschen. Diese Tatsache muß bei der Eichung des Gerätes und bei der Bewertung der Meßergebnisse berücksichtigt werden.

3.2.1.3 Eichung des Gerätes

Für die Gewinnung optischer Daten aus den analogen elektrischen Signalen, die vom Vidikonssystem geliefert und mit festsetzbaren Schwellenwerten verglichen werden, ist es notwendig die Schwellenwerte in Intensitätswerte zu eichen. Hierbei muß der dem Vidikon-Signal überlagerte Rauschpegel berücksichtigt werden.

Mit einer stromgeregelten Beleuchtungseinrichtung wird ein informationsfreies Bild der Objektebene auf das Target des Bildverstärkers projiziert. Das elektrische Signal, das vom Vidikon geliefert wird, habe die konstante Amplitude A_s , es sei mit einer zeitabhängigen Rausch-Amplitude $A_r(t)$ moduliert. Die gesamte Amplitude $A(t) = A_s + A_r(t)$ wird mit dem von der Schwelle vorgegebenen konstanten Potential S verglichen. Die Größe S ist dann dem Wert A_s gleich, wenn die Summe der Fluktuationen der Amplitude $A(t)$ um A_s im zeitlichen Mittel Null ist.

Unter dem Gesichtspunkt der Detektierbarkeit der Punkte eines Meßfeldes bedeutet dies, daß die Amplituden ebensovieler Punkte oberhalb S liegen, d. h. detektiert werden, wie unterhalb S . Das Kriterium für die Gleichheit von S und $A(t)$ im zeitlichen Mittel ist dadurch gegeben, daß die Dichte ρ der detektierten Punkte im Meßfeld 0,5 ist. Abbildung 3.7 veranschaulicht das Eichprinzip.

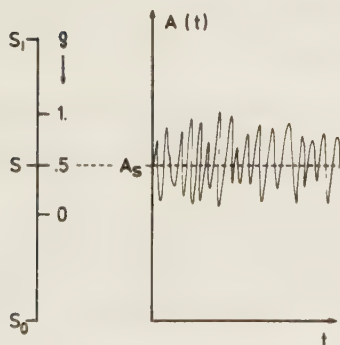


Abb. 3.7

Zuordnung zwischen
Schwellenwerten S
und mittlerer elek-
trischer Amplitude

Unter Verwendung verschiedener mit optischen Filtern bekannter Dichte hergestellten Intensitäten wurden Eichungen für verschiedene Arbeitspunkte des Vidikons durchgeführt.

Unter Abwägung der Lage der Vidikon-Kennlinie, des Rauschabstandes und genügend hoher Empfindlichkeit des Vidikonssystems wurde der elektronische Arbeitspunkt für alle Messungen festgelegt.

3.2.2 Meßmethode

1) Messung von Spurprofilen

Die oben beschriebene Auswerte-Apparatur erlaubt es jeder in einem Raster-"Punkt" abgebildeten Fläche des Objekts der Größe $0,05 \cdot 0,05 \mu\text{m}^2$ eine Intensität $I(x, y)$ zuzuordnen. Durch Normierung der $I(x, y)$ auf die Intensität I_0 eines als weiß definierten Flächenelements strukturfreien Untergrunds läßt sich als Maß für die Schwärzung die Opazität

$$(3.9) \quad O(x, y) = \frac{I_0}{I(x, y)}$$

berechnen. Trägt man $O(x, y)$ über der x - y -Ebene auf, so erhält man ein Opazitätsgebirge, welches ein Maximum an Bildinformation beinhaltet. Korndichten, Korngrößenverteilungen und geometrische Größen lassen sich aus den Daten gewinnen. Eine Bestimmung der Breite einer Spur ist wegen der statistischen Verteilung des Silbers an der Spur nur als Mittelwert über eine gewisse Länge l der Spur sinnvoll.

Die Durchführung einer mit weit geringerem Zeitaufwand verbundenen Messung soll im Folgenden kurz beschrieben werden. Sie erlaubt unter Vernachlässigung der lateralen Kornverteilung mittlere symmetrisierte Spurprofile $\phi(r) = 1 - O(r)^{-1}$ zu berechnen, aus denen gemittelte Spurbreiten gewonnen werden.

Ein Meßfeld der Länge l und der Breite b wird auf das zu messende Spurstück gesetzt, wobei b größer als der maximal erkennbare Durchmesser der Spur ist (s. Abb. 3.4).

Sei $N_s(I)$ die Anzahl der bei der zur Intensität I gehörenden Schwelle detektierter Punkte innerhalb des Meßfeldes, $N_u(I)$ der Mittelwert detektierter Punkte zweier Untergrund-Messungen rechts und links neben der Spur und $F_s(I)$ die Fläche des Objektes die der von der Anzahl $N_s(I)$ detektierter Punkte bedeckten Fläche zuzuordnen ist. Dann ist der über die Länge l gemittelte Durchmesser der Spur bei der Intensität I

$$(3.10) \quad 2 r(I) = F_s(I) / I \quad .$$

Bei hohen Intensitätswerten wird das Ergebnis in zunehmendem Maß dadurch verfälscht, daß nicht zur Spur gehörende Flächenelemente neben der Spur ebenfalls detektiert werden. Die $F_s(I)$ -Werte müssen mit den Daten der Untergrund-Messung korrigiert werden.

Dies geschieht indem $F_s(I)$ rechnerisch in zwei Flächen aufgeteilt wird, die dadurch gekennzeichnet sind, daß $F_1(I)$ eine zusammenhängende Fläche ist, in der jeder Punkt detektiert ist, und $F_2(I)$ eine Fläche innerhalb der die Dichte detektierter Punkte identisch mit der Dichte der detektierten Punkte der Untergrund-Messung ist. Die vom Untergrund korrigierte Breite der Spur ist dann

$$(3.11) \quad 2 r(I) = F_1(I) / I \quad .$$

Zur Berechnung des Profils der Spur muß eine Normierung auf die Intensität I_o vorgenommen werden. I_o wird nach dem in Abschn. 3.2.1.3 beschriebenen Kriterium jeweils aus den Daten der Untergrund-Messung gewonnen.

$$(3.12) \quad \phi(r) = \frac{I_o - I(r)}{I_o}$$

Die Berechnungen erfolgen über ein Fortran V-Programm, das außerdem Plots der Spurprofile liefert und neben der mittleren Schwärzungsbreite MTW die mittleren Spurradien $\bar{r}$ bestimmt. Da $\phi(r)$ für große r asymptotisch gegen Null geht, muß der Spurradius als "Abschneideradius" im Spurprofil definiert werden. Wir definieren $\bar{r}$ als denjenigen errechneten Radius für den

$$(3.13) \quad 2 \cdot \int_0^{\bar{r}} \phi(r) dr \hat{=} 0,9 \cdot \int_{-b/2}^{+b/2} \phi(r) dr \quad \text{ist.}$$

Die so ermittelten Spurprofile stellen aber nicht die echte laterale Schwärzungsverteilung dar; die als r -Koordinate verwendete Größe wird aus der Zahl der

detektierten Punkte, nicht aber aus ihrer wirklichen lateralen Verteilung bestimmt. $\bar{r}$ stellt damit einen über die Meßfeldlänge l und über die laterale Kornverteilung der Spur gemittelten Spurradius dar, der bei "kompakten" Spuren dem geometrischen Radius der Spur sehr nahe kommt.

Die von Barkas ^{9/} als mittlere Spurbreite MTW (mean track width) definierte Größe wird den Spurprofilen als

$$(3.14) \quad MTW = \int_b \phi(r) dr \quad .$$

Sie entspricht der Breite eines als Rechteck gedachten Spurprofils der Transmission O , das innerhalb des Meßfeldes zur gleichen Lichtschwächung führt wie die Spur.

2) Messung von Spurkoordinaten

Für die Berechnung von Streuwinkeln bei der Vielfachstreuung müssen Meßverfahren herangezogen werden, die die geometrische Verteilung zu erfassen erlauben. Gleiches gilt für die Vermessung von Teilchenspuren, beispielsweise von Reaktionsprodukten einer Kernreaktion zur Untersuchung der Reaktionskinematik.

Hierbei wird ein schmales, parallel zur Spur liegendes Meßfeld, auf das eine mittlere Schwelle gesetzt ist, schrittweise über die Spur gefahren. Die Anzahl der bei jedem Einzelschritt gezählten detektierten Punkte erlaubt aus der Anfangsposition des Meßfeldes, der Schrittweite und der Anzahl der Schritte, die geometrische Lage beider Flanken des Profils zu bestimmen. Als Kriterium für das Erreichen der Flanke kann das Über- bzw. Unterschreiten einer vorgegebenen Dichte detektierter Punkte herangezogen werden. Eine lineare Interpolation der einzelnen Meßwerte erlaubt eine Koordinatenbestimmung deren Genauigkeit unterhalb der Schrittweite von $0,05 \mu m$ liegt. Aus den Koordinaten der Flanken wird unter der Annahme eines symmetrischen Spurprofils der Mittelpunkt der Spur bestimmt.

3.2.2.1 Testmessungen

Neben der in Abschn. 3.2.2 bereits eingeschränkten geometrischen Bedeutung des Spurprofils stellt sich die allgemeine Frage, inwiefern den derart gemessenen Profilen (des Bildes der Spur) ein funktioneller Zusammenhang mit der tatsächlichen Schwärzungsverteilung zukommt. Das ausgewertete TV-Bild enthält die Information des vom Mikroskop erzeugten Zwischenbildes, letzteres ist ein mit einer optischen Übertragungsfunktion gefaltetes Abbild der Spur. Die Übertragungsfunktion wird im wesentlichen von den optischen Eigenschaften des Objektivs und des Kondensors bestimmt. Die Messung der Spurprofile muß, um vergleichbare Werte entnehmen zu können, unter objektiv definierten optischen Meßbedingungen erfolgen; hier die Ergebnisse einiger Testmessungen:

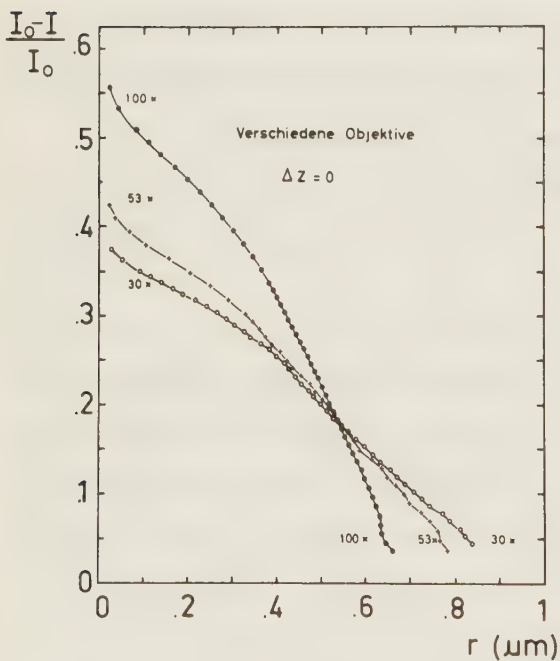


Abb. 3.8

Zur Abbildung mit verschiedenen Objektiven: Spurprofile ein und desselben Spurstückes

a) Unter Verwendung verschiedener Objektive wurden Profile des gleichen Spurstückes bei ansonsten unveränderten Meßbedingungen bestimmt. Die damit verbundene veränderte optische Übertragungsfunktion führt zu unterschiedlichen Ergebnissen (Abb. 3.8).

Alle folgenden Messungen wurden mit dem hoch-auflösenden Objektiv 100/1,25 durchgeführt.

b) Ein anderer, die Form der Spurprofile entscheidend beeinflussender Faktor ist die Fokussierung des zu messenden Spurstückes. Abb. 3.9 enthält eine Zusammenstellung von Spurprofilen des gleichen Spurstückes, die sich bei verschiedener Abweichung ΔZ vom Fokus, im Sinne optimaler

Scharfeinstellung, ergeben. Die optimale Definition des Fokus ist im Bereich kleiner Objekte mit subjektiven Betrachtungsmethoden nur schwer möglich. Als Kri-

terium für die Fokussierung kann ein objektives Verfahren herangezogen werden, es sei hier kurz beschrieben.

Die optimale fokussierte Einstellung auf ein Objektiv erzeugt ein Bild maximaler Flankensteilheit. Die Flankensteilheit wird als Kriterium für die Fokussierung benutzt. Zwei auf das Bild der Spur gelegte Schwellen erlauben nur diejenigen Punkte als Äquidensite zu detektieren, deren Intensität durch die beiden Schwellenwerte festgelegt ist. Die Minimalisierung der Anzahl der detektierten Punkte durch Veränderung des Fokus erlaubt vor der Messung die Schärfe der Abbildung objektiv zu erfassen.

c) Geometrische Verzeichnungen des Bildverstärker - Vidikon - Systems können innerhalb der bei den Messungen verwendeten Meßfeld-Größen vernachlässigt werden. Das gleiche gilt sinngemäß für die Inhomogenität der Lichtempfindlichkeit des Systems.

d) Die Intensitätseichung wurde durch Vergleich der aus den Spurprofilen durch Integration (vgl. Abschn. 3.2.5) gewonnenen MTW mit der in einem Leitz Photometer gemessenen MTW geprüft. Die Werte stimmen auf $\pm 10\%$ überein.

e) Alle Spurprofile sind unkorrigiert wiedergegeben. Sie zeigen bei kleinen Werten von r ein starkes Ansteigen der Opazitätswerte. Die Ursachen sind folgende:

1) Wird ein Schwärzungsprofil, dem ein Rauschsignal überlagert ist, mit verschiedenen Schwellen abgetastet, so ist meßtechnisch solange der Einfluß des Rauschens im Mittelwert nicht merklich von Null verschieden, als die Schwelle zu einer Schwärzung gehört, die im Bereich hoher Flankensteilheit des Profils liegt. Bei hohen Schwellenwerten, die den Wert tatsächlich vorhandener Schwärzung überschreiten, ist die Annahme, daß der zeitliche Mittelwert der Amplitude

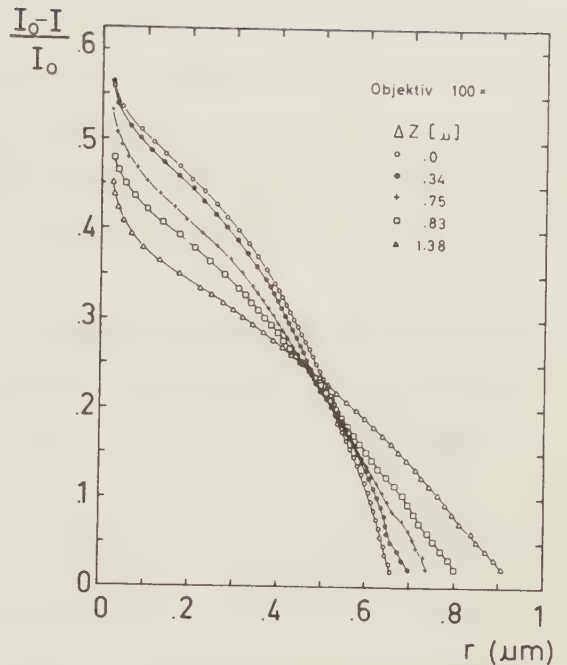


Abb. 3.9

Einfluß der Scharfeinstellung auf das Spurprofil ein und desselben Spurstückes

$A(t) = A_s$ ist, nicht mehr zutreffend. Oberhalb der zur maximalen Schwärzung gehörenden Schwelle werden nur noch einzelne wenige ($\Rightarrow$ kleines r) Rauschspitzen gemessen. Prinzipiell gelten gleiche Überlegungen auch für den anderen Grenzfall im Bereich der Schwärzung 0. Hier wird jedoch durch die Normierung auf die unter gleichen Bedingungen durchgeführten Untergrundmessungen der Einfluß des Rauschsignals unterdrückt.

2) Bei hohen Schwellenwerten geht die Charakteristik des detektierten Teils einer kompakten Spur in die einer nicht zusammenhängenden körnigen Spur über, der berechnete Radius verliert in zunehmendem Maße an geometrischer Bedeutung. Abb. 3.10 zeigt schematisch die Abtastung einer Spur bei zwei verschiedenen Schwellenwerten und den Zusammenhang zwischen geometrischer Spurbreite und der aus der "Fläche detektierter Punkte" berechneten mittleren Spurbreite (= Breite des flächengleichen Rechtecks).

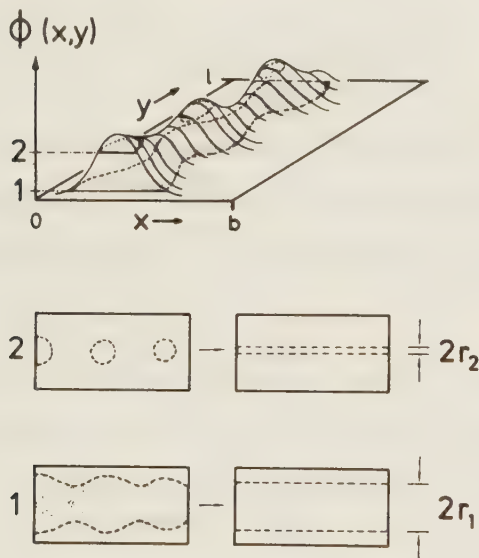


Abb. 3.10

Schwärzungsverteilung einer Spur:
die berechneten Spurradien r_1 und r_2
sind darunter für zwei Schwellenwerte
wiedergegeben

Die den Profilen zu entnehmenden Radien $\bar{r}$ bleiben durch diesen systematischen Fehler praktisch unbeeinflusst.

3.2.3 Meßergebnisse

Mit der oben beschriebenen Auswerte-Apparatur wurden bisher an allen zur Verfügung stehenden Spuren Profilmessungen vorgenommen und ausgewertet; hier die Ergebnisse:

Den typischen Verlauf von Spurprofilen von Teilchen verschiedener Energie zeigt Abb. 3.11 am Beispiel einer ^{16}O -Spur. Der Energiebereich erstreckt sich von 120 MeV/n (Residuale Reichweite $R \approx 8000 \mu$) bis 0,6 MeV/n am Spurende ($R = 5 \mu$). Als Integrationslänge ($\hat{=}$ Meßfeldlänge l) wurde wegen der relativ großen Abstände der einzelnen Meßpunkte zur Reduzierung des Einflusses der statistischen Kornverteilung eine Länge von 10μ gewählt.

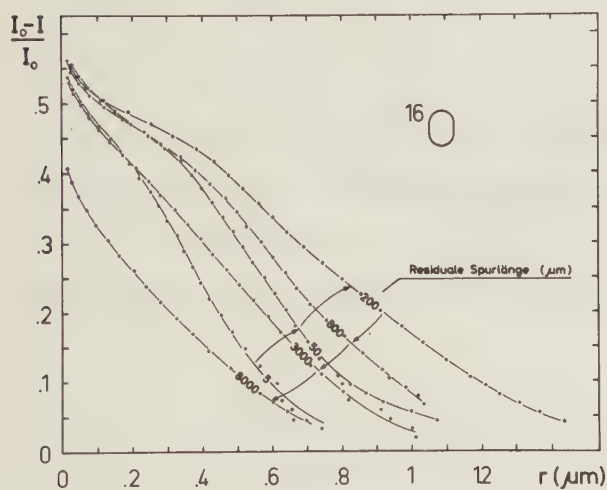


Abb. 3.11

Spurprofile von ^{16}O -Spuren verschiedener Energie. Als Parameter ist die Residuale Spurlänge angegeben.

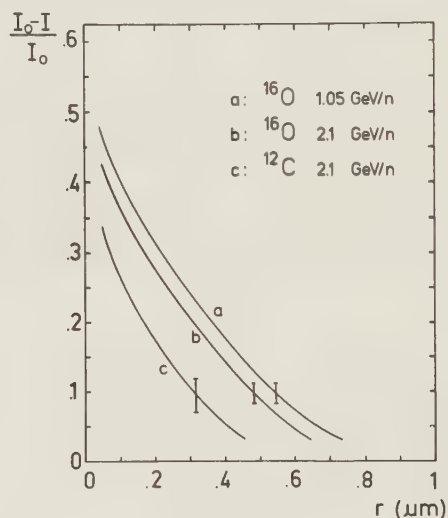
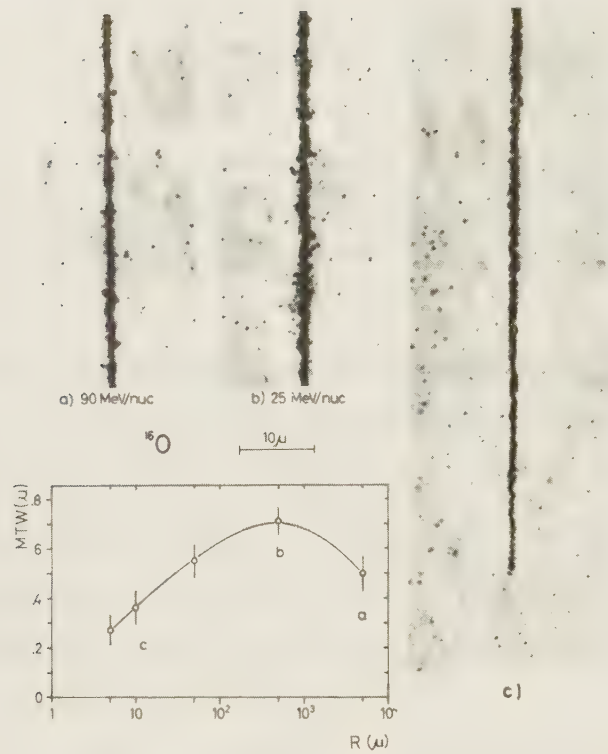


Abb. 3.13

Spurprofile relativistischer Teilchen (Mittelwerte)

Im Vergleich dazu zeigt Abb. 3.11 (s. S. 44) die Ergebnisse photometrischer Messungen der mittleren Schwärzungsbreite MTW bei gleicher Integrationsmeßlänge l ; daneben sind Mikrophotographien von Ausschnitten dieser Spur a) bei 90 MeV/n, b) bei 25 MeV/n und c) am Ende der Reichweite wiedergegeben.



↑ Abb. 3.12 Ausschnitte aus der Spur eines ^{16}O -Ions und Verlauf der photometrisch gemessenen mittleren Schwärzungsbreite MTW



← Abb. 3.14

Mikrophotographien von Spuren relativistischer Teilchen (2,1 GeV/n)

links: ^{12}C , rechts: ^{16}O

Im Energiebereich $\beta \geq 0,2$, das ist der Spurbreitenbereich jenseits der maximalen Spurbreite, ist ein klarer Zusammenhang zwischen Spurbreite und Kernladung zu erkennen.

Abb. 3.13 zeigt Spurprofile relativistischer Teilchen: ^{12}C der Energie 2,1 GeV/n und ^{16}O der Energien 1,05 und 2,1 GeV/n. Die zugehörigen Spurbilder sind in Abb. 3.14 für ^{12}C und ^{16}O der Energie 2,1 GeV/n wiedergegeben.

Mit abnehmender Teilchenenergie verjüngen sich die Spuren unterhalb einer Geschwindigkeit von $\beta \approx 0,2$ gegen das Reichweitenende hin - thin up - (vgl. Abb. 3.1). Der Zusammenhang zwischen dem Spurradius $\bar{r}$ und der Ladung Z ist in diesem Bereich nicht mehr eindeutig; die Spurbreite allein ist keine brauchbare Eichgröße. Charakteristisch für die Teilchenladung ist jedoch die Änderung der Spurbreite in Abhängigkeit von der Residualen Reichweite.

Abb. 3.15 gibt gemessene Spurprofile nahe dem Spurende (2,5 μm , 22,5 μm und 42,5 μm) am Beispiel von ^{40}Ar -Ionen in einer dreidimensionalen Darstellung wieder. Die Integrationslänge von 5 μm ist mit der Dicke der Profile angedeutet.

In diesem Bereich Residualer Reichweiten R wurden die Spurprofile von ^4He , ^{11}B , ^{20}Ne , ^{40}Ar , ^{56}Fe und ^{84}Kr -Ionen gemessen, die Spurradien wurden bei $R = 2,5 \mu\text{m}$, $22,5 \mu\text{m}$ und $42,5 \mu\text{m}$ berechnet.

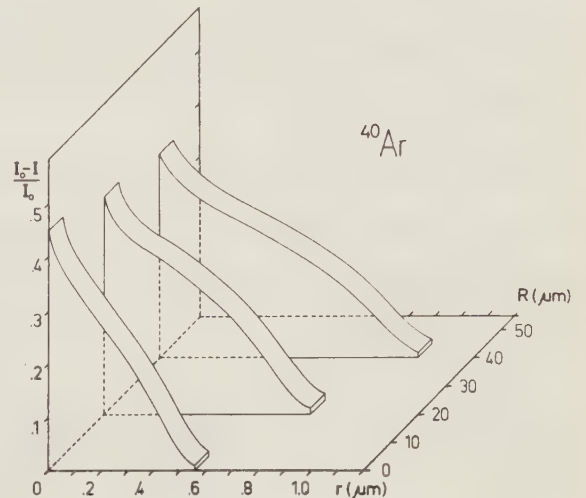


Abb. 3.15 Spurprofile von ^{40}Ar -Ionen am Ende ihrer Reichweite R

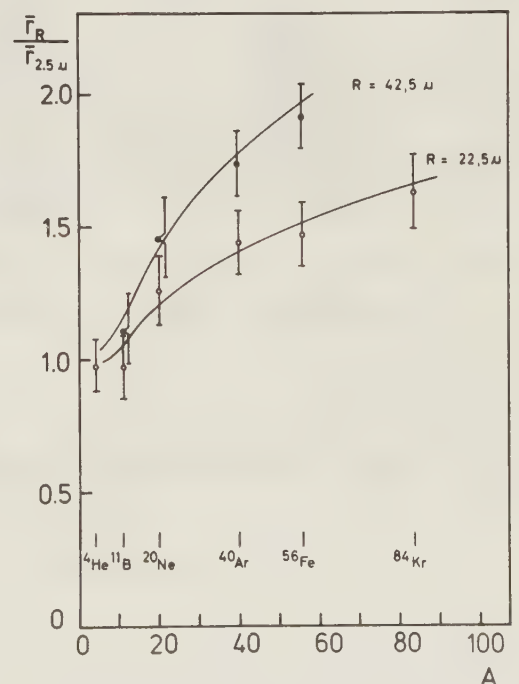


Abb. 3.16 Verhältnisse der Spurradien von Ionen der Massenzahl A

Das Verhältnis der Radien von Spuren einer Ionensorte, zum Beispiel bei $R = 22,5 \mu\text{m}$ und $R = 2,5 \mu\text{m}$, oder bei $R = 42,5 \mu\text{m}$ und $R = 2,5 \mu\text{m}$, kann als Maß für die Verjüngung der Spuren dieser Ionen für die Identifikation der Teilchenparameter benutzt werden.

Abb. 3.16 zeigt die berechneten Mittelwerte der Verhältnisse der Radien aus 20-30 Einzelmessungen in Abhängigkeit von der Massenzahl A . Die Spuren von ^4He , ^{40}Ar , ^{56}Fe und ^{84}Kr wurden im gleichen, diejenigen von ^{11}B und ^{20}Ne in einem anderen Detektor gemessen. Die Integrationslänge betrug bei diesen Messungen $5 \mu\text{m}$.

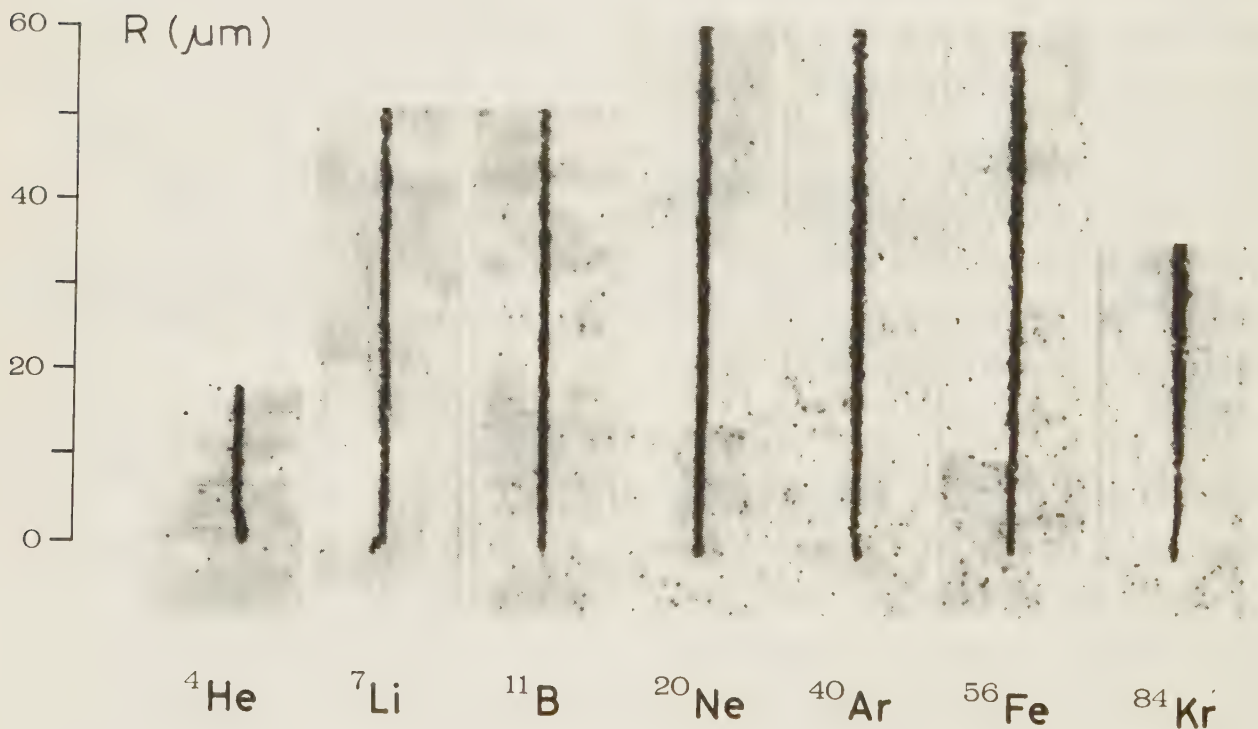


Abb. 3.17 Mikrophotographien von Spuren stoppender Teilchen

3.3 Diskussion der Ergebnisse

Die an ^{16}O -Spuren gemessenen Profile (Abb. 3.11) und Spurradien zeigen die gleiche Abhängigkeit von der Residualen Reichweite wie sie nach den Rechnungen von Katz zu erwarten ist (vgl. Abb. 3.1). Wegen der größeren Dichte von AgCl ($\rho = 5,56$) liegt das Maximum der Spurbreite bei etwas niedrigeren Residualen Reichweiten, bei ungefähr $400\text{ }\mu\text{m}$, als in Kernspur-Emulsionen.

Zur Möglichkeit der Parameterbestimmung des Teilchens aus den Spurparametern Residuale Reichweite und Spurbreite läßt sich folgendes sagen:

Bei kurzen Spuren stoppender Teilchen im Bereich $R < 25\text{ }\mu\text{m}$ ist die Zuordnung der Ladungs- bzw. Massenzahl für Teilchen mit $A > 4$ ziemlich schlecht; dagegen sind stoppende α -Teilchen und Protonen einwandfrei durch die Spurbreite zu diskriminieren (vgl. Abb. 4.4). Bei letzteren macht sich die Nähe der Empfindlichkeitsschwelle der Detektoren (5000 ppm Cd) bemerkbar. Für Spuren in unempfindlicheren Detektoren gilt dies analog für Teilchen höherer Ladungszahl Z .

Für Spuren einer Residualen Reichweite bis $50\text{ }\mu\text{m}$ ist die Änderung der Spurbreite ein gutes Maß für die Zuordnung der Teilchenparameter, insbesondere für Teilchen mit $Z > 5$ (s. Abb. 3.16).

Je länger der zur Verfügung stehende Bereich Residualer Reichweite ist, desto günstiger sind die Voraussetzungen für die Parameterbestimmung. So ist im Bereich maximaler Spurbreite eine sehr viel bessere Ladungs-Auflösung zu erwarten. Leider standen hier keine Spuren anderer Ionen zur Verfügung, die einen Vergleich mit den Messungen an den Spuren von ^{16}O -Ionen zuließen.

Im Bereich relativistischer Energien standen für die Kalibrierung bislang nur Spuren von ^{12}C und ^{16}O definierter Energie zur Verfügung. Die Spurprofile von ^{12}C und ^{16}O der Energie $2,1\text{ GeV/n}$ unterscheiden sich signifikant; der Unterschied im Energieverlust beider Teilchen beträgt dabei nur 7% .

Diese ersten Ergebnisse bedürfen der Ergänzung durch weitere Messungen, insbesondere für schwere Ionen im Bereich vom Spurende zu größeren Residualen Reichweiten (einige $100\text{ }\mu\text{m}$), wie auch im relativistischen Energiebereich mit Kernen höherer Ladungszahl.

4. Zeitabhängige Eigenschaften latenter Spuren in Cd-dotierten AgCl-Detektoren

Die bisherigen Aussagen über die Erzeugung latenter Spuren und über die Zusammenhänge zwischen Teilchen- und Spurparametern wurden unter der Annahme gemacht, daß nach dem Durchgang des Teilchens durch Ag-Clusterbildung an Keimbildungszentren spontan eine stabile latente Spur entsteht. Diese Annahme gilt jedoch nur dann, wenn während oder kurz nach der Teilchen-Exposition der Detektor mit Licht bestrahlt wird.

In AgCl(Cd)-Detektoren, die im Dunkeln mit α -Teilchen bestrahlt und anschließend für eine gewisse Zeit im Dunkeln gelagert werden sind die Spuren nicht mehr dekorierbar; die latente Spur erfährt eine zeitliche Regression. Eine Bestrahlung des Detektors während oder kurz nach der Exposition mit Licht behindert eine weitere Regression auch bei nachfolgender Dunkellagerung; die latente Spur ist stabilisiert.

Hieraus ergibt sich die Möglichkeit die Akkumulation von Teilchenspuren zu steuern. Bei Verwendung inaktinischen Lichtes ($\lambda > 420 \text{ nm}$) für die Stabilisation können nach bisherigen Erfahrungen Perioden der Dunkellagerung und der Belichtung beliebig oft in wählbaren zeitlichen Abständen einander folgen, ohne daß die Eigenschaften der Detektoren verändert werden und ohne Einfluß auf früher eingestrahlte, bereits stabilisierte Teilchenspuren.

Die hieraus ableitbare zeitliche Zuordnung der Aufzeichnung von Teilchenspuren ist für andere spuraufzeichnende Detektoren in dieser Art bisher nicht bekannt; sie eröffnet interessante Anwendungsgebiete dieser Detektoren in der Kernphysik und für die Untersuchung der kosmischen Strahlung. In diesem Zusammenhang kommt der zeitlichen Auflösung des Detektors besondere Bedeutung zu. Sie hängt von der Lebensdauer der latenten Spuren ab.

Gegenstand der folgenden Untersuchungen ist die Bestimmung der Lebensdauer latenter Spuren, der Abhängigkeit der Lebensdauer von der Ionisation des spur-

erzeugenden Teilchens, der Bedingungen für die Stabilisierbarkeit, sowie Untersuchungen, die sich auf die Beeinflußbarkeit dieser Detektoreigenschaften beziehen.

4.1 Vorbemerkungen zu Untersuchungen der latenten Spur

Latente Spuren sind lichtmikroskopisch nicht erkennbar. Eine elektronenmikroskopische Untersuchung stößt auf Schwierigkeiten, weil die Elektronen einen Dekorationsprozess einleiten.

Da sich das Verhalten der latenten Spur der direkten Beobachtung mit einfachen Mitteln entzieht, wurde unter der Annahme, daß die dekorierte Spur ein Abbild der latenten Spur ist, aus den Spurparametern auf das Zerfallstadium der latenten Spur geschlossen.

Nimmt man an, daß zwischen der Dichte entwickelbarer Spurkeime und der Dichte der durch Dekoration der latenten Spur gebildeten Ag-Körner ein einfacher Zusammenhang besteht, so kann man aus der Gesamtschwärzung der dekorierten Spur auf das Zerfallstadium der latenten Spur schließen. Unter Zerfallstadium muß ein Maß verstanden werden, das die relative Abnahme entwickelbarer Spurkeime angibt; über die Änderung der Größenverteilung der Spurkeime während der Regressionsphase lassen sich nur begrenzt Aussagen machen. So ist zu erwarten, daß zunächst vorzugsweise kleine, nicht entwickelbare Keime abgebaut werden. Während dieser Zeit bleibt die Anzahl entwickelbarer Keime konstant. Erst wenn auch letztere merklicher Regression unterliegen und die Grenz-Keimgröße der Entwickelbarkeit unterschreiten, zeigt sich, etwa zur Zeit τ_0 , eine Abnahme der durch Dekoration erzeugten Silbermenge. Abb. 4.1 zeigt schematisch die Entwickelbarkeit einer latenten Spur in Abhängigkeit von der Aufenthaltsdauer im

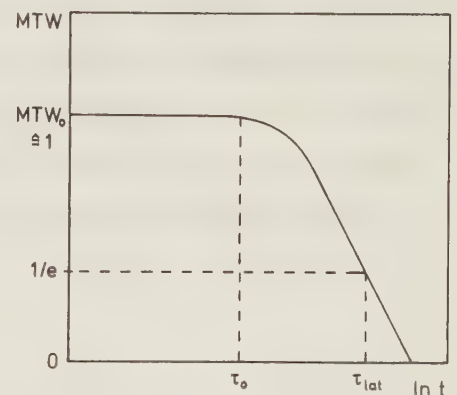


Abb. 4. 1

Zerfallskurve latenter
Spuren, schematisch

Dunkeln als "Zerfallskurve".

Für eine vollständige Beschreibung der Regression als Funktion der Zeit ist es notwendig zwei Parameter der gemessenen Zerfallskurve anzugeben, z. B. die Zeit τ_0 , nach der die MTW den Wert MTW_0 einer sofort nach Teilchenbeschuss entwickelten Spur unterschreitet, und den mittleren Gradienten der Kurve im Bereich $t > \tau_0$. Im Hinblick auf den interessierenden Zusammenhang zwischen der Regression der latenten Spuren und der Zeitauflösung des Detektors wird die Lebensdauer latenter Spuren τ_{lat} in vereinfachter Weise durch einen Parameter wiedergegeben, der als diejenige Zeit definiert wird, nach welcher die latente Spur nur noch zu $1/e$ der MTW_0 entwickelbar ist.

Die folgenden Untersuchungen zum zeitlichen Verhalten latenter Spuren wurden, falls nicht ausdrücklich anders erwähnt, an 5000 ppm Cd-dotierten Detektoren bei Zimmertemperatur durchgeführt.

4.1.1 Lebensdauer latenter Spuren

Um in kurzer Zeit eine große Anzahl von Detektoren untersuchen zu können, werden die Detektoren in einem Casetten-System, ähnlich denen für die Verwendung photographischer Platten, in einem lichtdichten Behälter, im Dunkeln mit Teilchen exponiert. Die Verwendung solcher Casetten erlaubt, die Detektoren nach der Exposition, darunter soll im folgenden immer der Beschuss mit Teilchen verstanden werden, für beliebige Zeiten T_f im Dunkeln zu lagern. Nach vorgege-

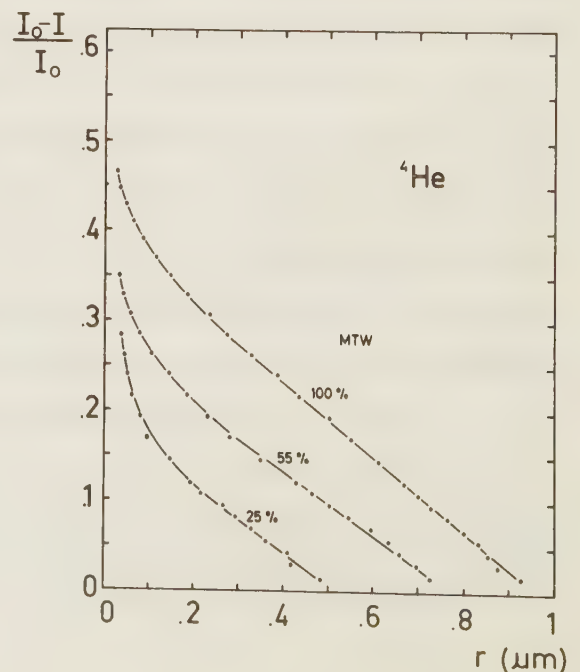


Abb. 4.2 →

Profile von α -Spuren die der Regression unterlagen. Die Prozentzahlen beziehen sich auf die MTW_0 sofort dekontaminierter α -Spuren

benen Zeiten T_f werden die Detektoren dekoriert.

Abbildung 4.2 zeigt Profile von α -Spuren die sofort nach der Exposition entwickelt wurden ($MTW = MTW_0 = 100\%$) und solche, die der Regression unterlagen ($MTW = 55\%$ und 25%).

Trägt man die mittleren Schwärzungsbreiten MTW gegen die Zeit T_f auf, so erhält man Kurven die den Zerfall der latenten Spur wiedergeben. Abbildung 4.3 zeigt die Zerfallskurven für α -Teilchen, ^{12}C der Energie 2,1 GeV/n und ^{16}O der Energien 250 MeV/n und 2,1 GeV/n. Die angegebenen Fehler entsprechen den Schwankungsbreiten der einzelnen Meßergebnisse in verschiedenen Detektoren; Fehler des Meßverfahrens sind vergleichsweise vernachlässigbar.

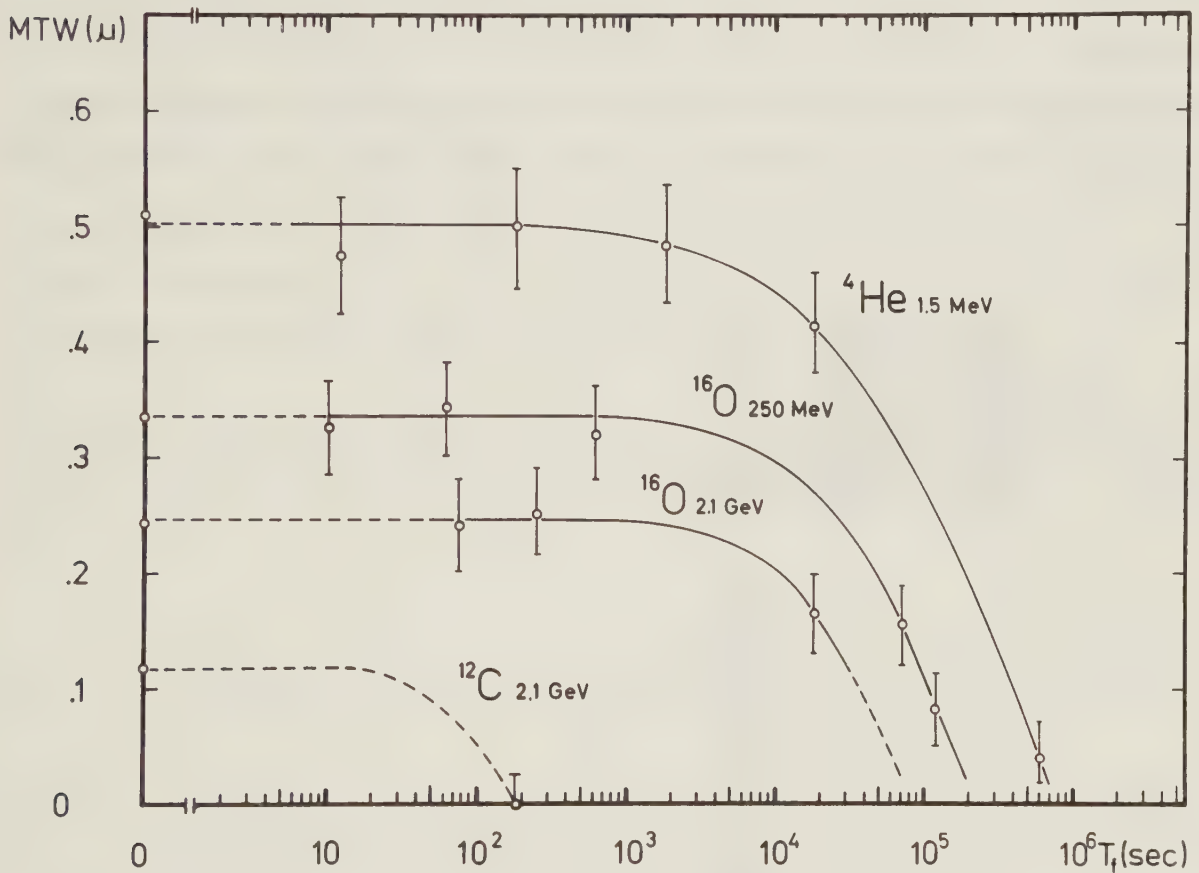


Abb. 4.3 Zerfallskurven latenter Spuren verschiedener Ionen

In Tabelle 2 sind die aus den Zerfallskurven gewonnenen Lebensdauern τ latenter Spuren verschiedener Ionen und Energien zusammengestellt.

Tabelle 2: Lebensdauern verschiedener Ionen

Ion	Energie (MeV/n)	Lebensdauer τ (s)
^1H	6	$2 \cdot 10^2$
^4He	1,5	$3,5 \cdot 10^3$
^{12}C	2 100	<2
^{16}O	25	$2 \cdot 10^4$
^{16}O	250	$1,5 \cdot 10^3$
^{16}O	2 100	$6 \cdot 10^2$

In Abbildung 4.4 sind Mikrophotographien von Spuren von ^1H , ^4He und ^{16}O wiedergegeben, die vor der Dekoration verschieden lang der Regression ausgesetzt waren. Als Maß für den Zerfall ist das Verhältnis der gemessenen MTW zu derjenigen sofort dekorierte Spuren der gleichen Ionen (MTW_0) angegeben.

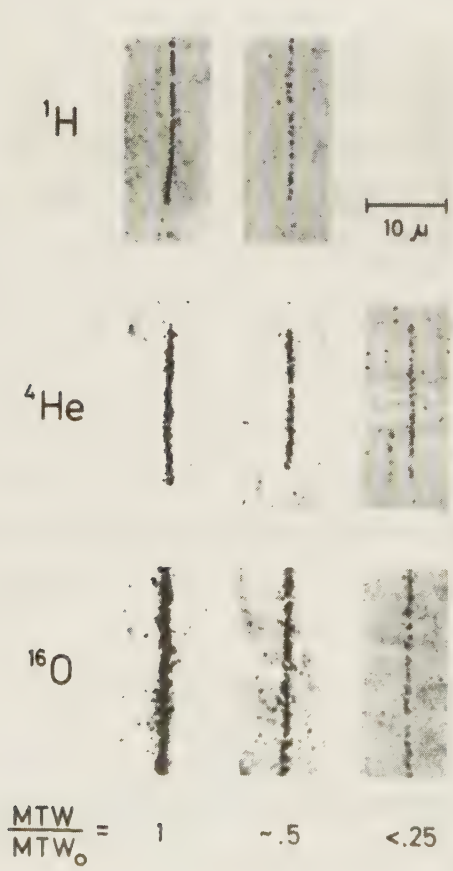


Abb. 4.4
Mikrophotographien von Spuren, die der Regression unterlagen (linke Spalte: sofort nach Teilchenbeschuß dekorierte Spuren)

4.1.2 Stabilisierbarkeit latenter Spuren

Die Untersuchungen zur Stabilisierbarkeit latenter Spuren werden meßtechnisch mit der gleichen Methode durchgeführt wie die zur Bestimmung der Lebensdauer.

Um den Einfluß inaktinischen Lichtes auf die Behinderung der Regression zu untersuchen, wird zunächst die Lebensdauer nicht mit Licht behandelter Spuren, wie in Abschn. 4.1.1 beschrieben, bestimmt. Anschließend wird auf eine noch nicht benutzte Fläche dieses Detektors eine Exposition bei gleichzeitiger Anwesenheit von Licht ausgeführt; es schließt sich eine Dunkellagerung über ein vielfaches der bekannten Lebensdauer nicht lichtbehandelter Spuren an. Der Grad der hiernach noch erreichten Dekorierbarkeit der mit Licht bestrahlten Spuren dient als Maß für die stabilisierende Wirkung des Lichtes.

Zunächst werden die Bedingungen untersucht unter denen eine "Stabilisation" erreicht werden kann. Nachdem man weiß, daß "nicht stabilisierte" Spuren einer Regression unterliegen, muß natürlich auch untersucht werden, ob "stabilisierte" Spuren ihrerseits eine - wenn auch verringerte - Regression erfahren. Letzteres wird in einem späteren Abschnitt (4, 2, 4) ausgeführt.

Unter einer stabilisierten latenten Spur soll im folgenden eine solche Spur verstanden werden, deren Lebensdauer durch geeignete Behandlung wesentlich erhöht wurde.

4.1.2.1 Untersuchungen an latenten α -Spuren

Die Wirksamkeit einer Stabilisation durch Licht wurde an latenten Spuren von 6 MeV α -Teilchen bei Zimmertemperatur in Abhängigkeit von der Wellenlänge, der Intensität und der Einwirkungsdauer des Lichtes untersucht.

Zur Untersuchung der Abhängigkeit von der Wellenlänge wurden Detektoren bei gleichzeitiger Einstrahlung des Lichtes konstanter Intensität 60 Sekunden lang exponiert. Die Halbwertsbreite des Lichtes betrug 15 nm, die Dauer der an-

schließenden Dunkellagerung das 10-fache der Lebensdauer nicht stabilisierter Spuren.

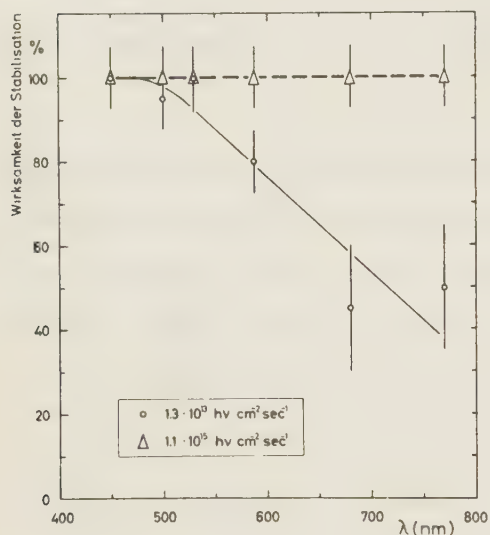


Abb. 4.5

Abhängigkeit der Wirksamkeit der Stabilisation von der Wellenlänge des Lichtes (nach K. Dardat ^{20/})

Die Ergebnisse sind der Abbildung 4.5 zu entnehmen. Auf der Ordinate ist als Wirksamkeit für die Stabilisation das Verhältnis MTW/MTW_0 in % aufgetragen. Bei einer Intensität von $1,1 \cdot 10^{15} \text{ Quanten/cm}^2 \text{ s}$ ist die Wirksamkeit unabhängig von der Wellenlänge, bei der um den Faktor 100 niedrigeren Intensität von $1,1 \cdot 10^{13} \text{ Quanten/cm}^2 \text{ s}$ ist bei größeren Wellenlängen eine deutliche Abnahme der Wirksamkeit festzustellen. Der in diesem Bereich größere Fehler ist auf die Streuung der Meßwerte einzelner Spuren zurückzuführen. Er gibt einen Hinweis dafür, daß die latenten Spuren von Teilchen, die den

Detektor erst kurz vor Beendigung der Be-

strahlungsdauer passiert haben, aufgrund der kürzeren Einwirkungsdauer des Lichtes, weniger ausreichend stabilisiert wurden als die anderen latenten Spuren, die dem Licht über längere Zeit ausgesetzt waren. Die Untersuchungen wurden mit Detektoren durchgeführt in denen die Lebensdauer der latenten Spuren groß im Vergleich zur Expositions- bzw. Bestrahlungsdauer waren.

Die angegebenen zur Stabilisation erforderlichen Intensitäten hängen von der jeweiligen Lebensdauer der latenten Spuren ab. Kurzlebige latente Spuren benötigen die erforderliche Anzahl von Lichtquanten pro Flächeneinheit innerhalb einer sehr viel kürzeren Zeit als längerlebige, da nur der Teil der Lichtquanten wirksam werden kann, der vor Beginn einer merklichen Regression aufgestrahlt wurde. Es erscheint daher sinnvoll, die Stabilisation generell mit höheren Intensitäten als unbedingt erforderlich durchzuführen. Eine Erhöhung der Intensität auf $10^{16} \text{ Quanten/cm}^2 \text{ s}$ hat selbst bei längeren Einwirkungsauern keine Veränderungen der spuraufzeichnenden Eigenschaften des Detektors zur Folge.

Da unter den gegebenen Meßbedingungen die Wirksamkeit der Stabilisation keine ausgeprägte Wellenlängen-Abhängigkeit zeigt, kann die Wellenlänge frei festgelegt werden. Unter Berücksichtigung der höheren Wirksamkeit kürzerwelligeren Lichtes stellt übliches Glühlampenlicht, aus dessen Spektrum lediglich der geringe Anteil blauen Lichtes ausgefiltert wird, die einfachste Quelle für Stabilisationslicht dar.

Als Standard dient eine mit Gelbfilter versehene 150 Watt Glühlampe, deren Licht im Abstand von 50 cm innerhalb einer Sekunde in allen bisher untersuchten Standard-Detektoren zur ausreichenden Stabilisation der latenten Spuren geführt hat.

Neben der einen zeitlichen Bedingung für die Stabilisation, daß das Licht bei vorgegebener Intensität genügend lange zur Verfügung stehen muß, gibt es eine weitere Randbedingung für die Bestrahlungsdauer: sie sollte nicht kürzer als 10^{-2} s sein.

Abb. 4.6 zeigt die Abhängigkeit der erforderlichen Fluenz $I \cdot t$ des Stabilisationslichtes von der Einwirkungsdauer t für die Bedingung vollständiger Stabilisation über das 10-fache der Lebensdauer nicht stabilisierter Spuren. Unterhalb 10^{-2} Sekunden ist eine überproportionale Zunahme der notwendigen Intensität zu beobachten. Innerhalb Zeiten unter 10^{-3} Sekunden konnte keine ausreichende Stabilisation mehr erreicht werden.

Solche Kurzzeiteffekte treten nicht nur bei der Stabilisation, sondern auch bei anderen Experimenten auf. Wegen ihrer Bedeutung für das Verständnis der latenten Spur sind alle bisher beobachteten Effekte dieser Art in einem Abschnitt (4.3) zusammengefaßt.

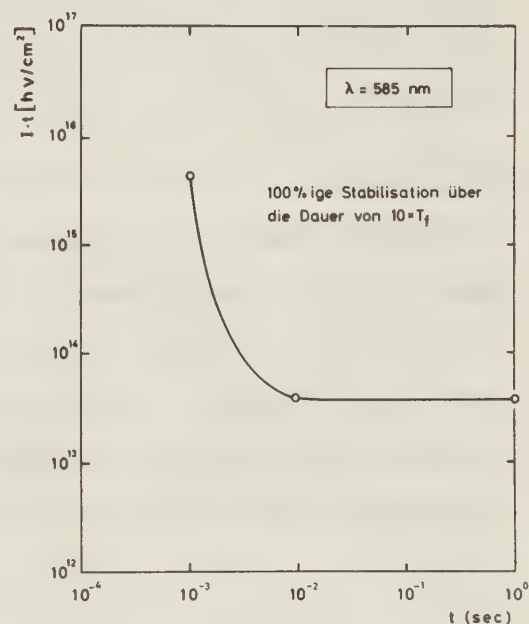


Abb. 4.6

Bedingungen für eine 100%ige Stabilisation in Abhängigkeit von der Fluenz und der Einwirkungsdauer des Lichtes

4.2 Beeinflussung der Lebensdauer latenter Spuren

Mit den in Abschnitt 4.1 beschriebenen Eigenschaften ist der Detektor als zeitauflösender Spurdetektor verwendbar. In die Zeitauflösung geht neben noch zu berücksichtigenden Kurzzeiteffekten im wesentlichen die Lebensdauer der latenten Spuren ein. Da in vielen Anwendungen dieser Detektoren hohe Anforderungen an die zeitliche Auflösung gestellt werden, wurde nach Methoden gesucht mit denen die Lebensdauer der latenten Spuren beeinflußt werden kann.

Zunächst wird auf die Möglichkeiten der Einflußnahme am fertig hergestellten Detektor eingegangen. Die Ergebnisse dieser Untersuchungen lassen Rückschlüsse auf die Beeinflußbarkeit der Lebensdauer durch Veränderung der Herstellungsbedingungen zu.

1) Die Beweglichkeit der an den Prozessen der latenten Spurbildung und deren Regression beteiligten Zwischengitter-Silberionen nimmt mit Erhöhung der Temperatur stark zu. Während der Regressionsphase führt die Temperaturerhöhung zu einem beschleunigten Abbau latenter Spurkeime; die Lebensdauer wird verringert.

2) Je höher der zur Spurbildung beitragende Anteil der Ionisation des Teilchens über der durch die Dotierung des Detektors eingestellten Empfindlichkeitsschwelle liegt, desto stabilere (instabile) latente Spuren werden gebildet. Durch die Wahl einer geeigneten Schwelle knapp unterhalb des zur Spuraufzeichnung eines vorgegebenen Teilchens notwendigen Grenzwertes wird eine Reduktion der Lebensdauer dieser Spuren erreicht.

3) Die Vorstellung, daß sich das vom Teilchen entlang der Bahn erzeugte Zwischengittersilber an Gitterstörungen anlagert und unter Agglomeration einen je nach Größe mehr oder weniger stabilen Keim bildet, führt zu ähnlichen Überlegungen, wie sie für die Empfindlichkeit des Detektors, d.h. die Dekorierbarkeit vom Teilchen induzierter Spurkeime aufgeführt wurden.

Das vom Teilchen je Weglängen-Einheit erzeugte Zwischengittersilber lagert

sich je nach der Verteilung und der Stärke der in der Umgebung des Entstehungs-ortes vorhandenen Gitterstörungen sowohl an vom Teilchen induzierten, als auch an den natürlich vorliegenden im Gitter verteilten Störstellen an. Dieser Konkurrenzprozeß kann zu einem Defizit an freien Zwischengittersilber und Elektronen für die Spurkeimbildung führen, mit der Folge, daß nur Keime geringer Mächtigkeit gebildet werden, die entsprechend wenig stabil sind.

Die Erzeugung gleichmäßig im Detektor verteilter, Lebensdauer-verkürzender Gitterstörungen kann in einfacher Weise durch die Erzeugung submikroskopischer Silberagglomerate geschehen, die durch die Bestrahlung des Detektors mit geringen Fluenzen dekorierenden Lichtes gebildet werden (Vordekoration).

4.2.1 Verkürzung der Lebensdauer durch Vordekoration

Die Meßmethode zur Bestimmung der Lebensdauer latenter Spuren in vordekorierten Detektoren ist identisch mit der in Abschnitt 4.2 beschriebenen Methode zur Untersuchung der Lebensdauer in nicht vordekorierten Detektoren. Unmittelbar vor der Exposition wird ein kurzer Dekorationsprozeß mit der in Abschnitt 2.2.1 erwähnten Apparatur bei einer Intensität von $5 \cdot 10^{15}$ Quanten/cm²s vorgenommen. Die aus Abschn. 4.1.2.1 bekannten Stabilisierungsbedingungen dürfen nicht ohne vorherige Prüfung auf die latenten Spuren in vordekorierten Detektoren übertragen werden (der Stabilisationsprozeß kann ebenfalls durch konkurrierende Keimbildungszentren behindert werden). Zunächst wird auf die inaktinische Stabilisation der latenten Spuren in diesen Experimenten verzichtet. Die Regression wird durch den direkt nach Ablauf der Dunkellagerungszeit folgenden Dekorationsprozeß beendet. Zur Stabilisation latenter Spuren in vordekorierten Detektoren siehe Abschnitt 4.2.4.

Die Abbildungen 4.7 und 4.8 zeigen Zerfallskurven der Spuren von ¹⁶O-Ionen der Energie 250 MeV/n und 2,1 GeV/n, aus denen die Lebensdauern entnommen wurden. Als Parameter ist die Fluenz des Vordekorationslichtes VD in Quanten/cm² angegeben. Zum Vergleich wurden die Zerfallskurven dieser Spuren in nicht vordekorierten Detektoren mit aufgenommen (aus Abb. 4.3). Die

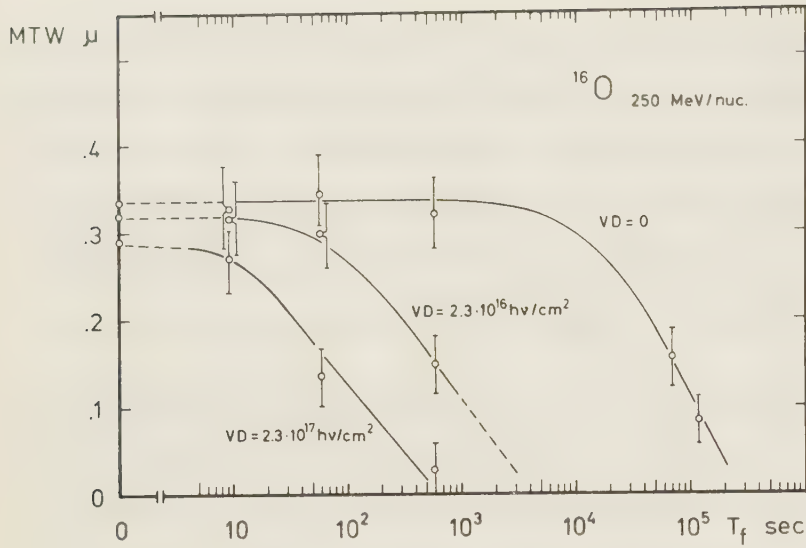


Abb. 4. 7

Vergleich der Zerfallskurven von ^{16}O -Spuren in vordekorierten und nicht vordekorierten AgCl(Cd)-Detektoren (VD=Fluenz der Vordekoration)

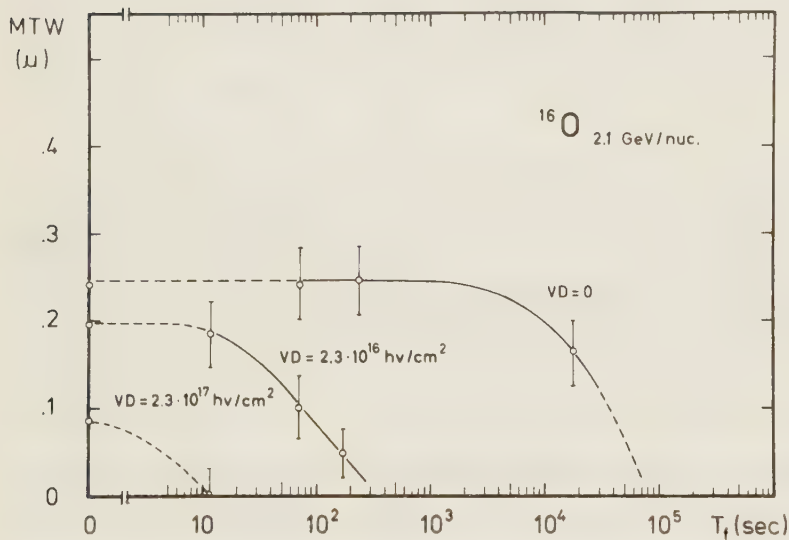


Abb. 4. 8

(Text wie Abb. 4. 7)

mittlere Schwärzungsbreite nicht regredierter Spuren hängt nur wenig von der Fluenz des Vordekoriationslichtes ab, dies umso weniger, je höher der spurbildungswirksame Anteil der Ionisation des Teilchens im Vergleich zur Empfindlichkeitsschwelle des Detektors liegt. Dies wird deutlich durch einen Vergleich der Abhängigkeit der MTW_0 -Werte von Spuren gleicher Ionen verschiedener Energie (Abb. 4. 7 und 4. 8).

Auf Spuren schwächer ionisierender Teilchen wirkt sich die Vordekoration stärker Lebensdauer-verkürzend aus. Die geringere Produktion von Zwischengittersilber durch das Teilchen bewirkt -bei gleicher Dichte der durch Vordekoration

erzeugten Konkurrenzcentren - sowohl die Ausbildung einer geringeren Anzahl von Spurkeimen, als auch eine geringere Stabilität derselben.

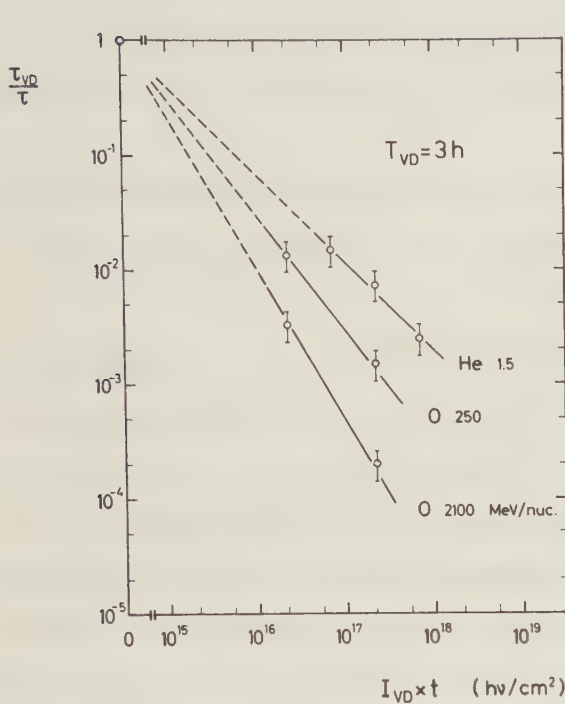


Abb. 4. 9

Relative Verkürzung der Lebensdauer latenter Spuren durch Vordekoration der Detektoren

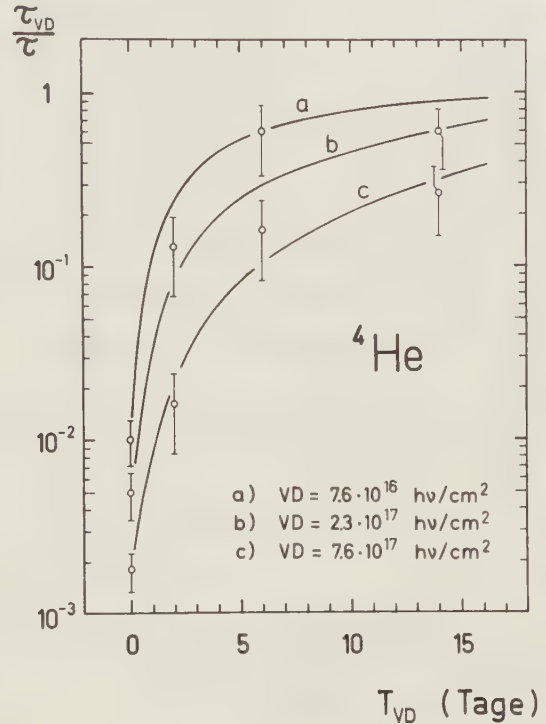


Abb. 4. 10

Änderung der relativen Lebensdauer-Verkürzung in Abhängigkeit vom Alter d. Vordekoration

In Abbildung 4. 9 ist die relative Verkürzung der Lebensdauer für die latenten Spuren verschiedener Ionen als Funktion der Fluenz des Vordekurationslichtes $I_{VD} \cdot t$ wiedergegeben.

Die durch Vordekoration erzeugten Gitterstörungen unterliegen ebenfalls einer zeitlichen Veränderung. Die Effektivität der Vordekoration auf die Verkürzung der Lebensdauer wird außer von der Fluenz des Dekorationslichtes vom Alter T_{VD} der Vordekoration bestimmt.

Abbildung 4. 10 gibt für verschieden stark vordekorierte Detektoren die relative Verkürzung der Lebensdauer latenter α -Spuren und deren zeitliche Änderung mit dem Alter der Vordekoration wieder. Die relativ großen Fehler sind auf die Streuung der Meßwerte in verschiedenen Detektoren zurückzuführen, die etwas unterschiedlich auf diese Behandlung reagieren.

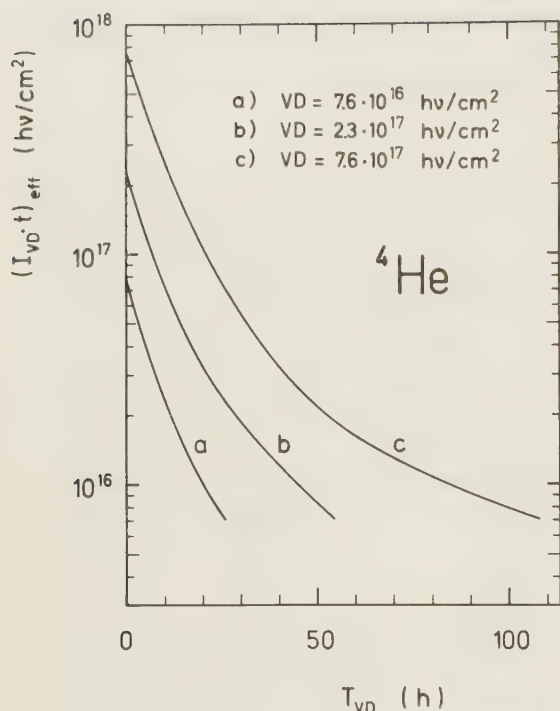


Abb. 4. 11

Wirksamkeit verschiedener starker Vordekoration VD als Funktion des Alters

In Abbildung 4. 11 ist die effektive Fluenz des Vordekorationslichtes als Funktion des Alters der Vordekoration wiedergegeben. Die Werte wurden den gemittelten Kurven der Abbildung 4. 10 entnommen.

Aus diesen Ergebnissen folgt eine für die Handhabung der Detektoren bedeutsame Aussage:

Die Detektoren dürfen vor der Exposition, insbesondere dann, wenn sie als zeitauflösende Detektoren benutzt werden keiner unkontrollierten UV-Bestrahlung ausgesetzt werden. In der Praxis ist es ratsam, den Detektor vor dem Einsatz im Experiment mit einem UV-absorbierenden gelben Lack zu überziehen. (Vgl. "Fixieren", Abschn. 2. 2. 1)

4. 2. 2 Abhängigkeit der Lebensdauer latenter Spuren von der Konzentration der Dotierung

Die in Abschnitt 4. 2 angestellten Überlegungen zum Aufbau und zur Stabilität latenter Spuren können sinngemäß auch auf den Nachweis gleicher Teilchen in Detektoren verschiedener Dotierungskonzentration angewendet werden. Eine Verringerung der Cd-Konzentration hat eine Erhöhung der Zwischengittersilber-Konzentration zur Folge (vgl. auch Abb. 5. 1), die an den immer vorhandenen Störstellen des Kristalls latente Keime erzeugen können. Diese können ebenso wie die durch Vordekoration erzeugten Silberausscheidungen als Konkurrenten für die Spurkeimbildung wirksam werden. Für α -Teilchen wurde die Lebensdauer in verschiedenen dotierten Detektoren gemessen.

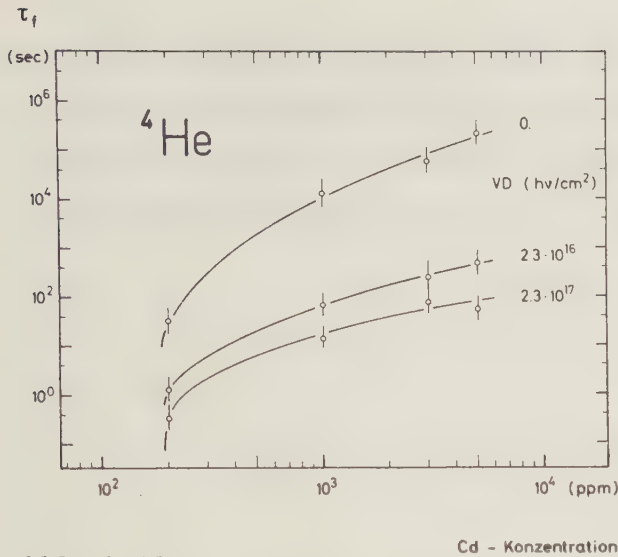


Abb. 4.12

Lebensdauern latenter α -Spuren in Detektoren verschiedener Cd-Dotierungskonzentration (als Parameter ist der Effektivwert der Vordekoration angegeben)

Abbildung 4.12 zeigt eine deutliche Abnahme der Lebensdauer latenter Spuren in niedrig dotierten Detektoren (Kurve mit dem Parameter $VD=0$). Eine weitere Verkürzung kann erreicht werden, wenn diese Detektoren zusätzlich vordekoriert werden. Der additive Effekt ist allerdings in hochdotierten Detektoren stärker ausgeprägt als in niedrig dotierten. Die Kombination niedrige Dotierung und Vordekoration erlaubt es Detektoren zu erstellen, in denen die Lebensdauer von α -Spuren bei einigen Sekunden liegt.

4.2.3 Abhängigkeit der Lebensdauer latenter Spuren von der Temperatur

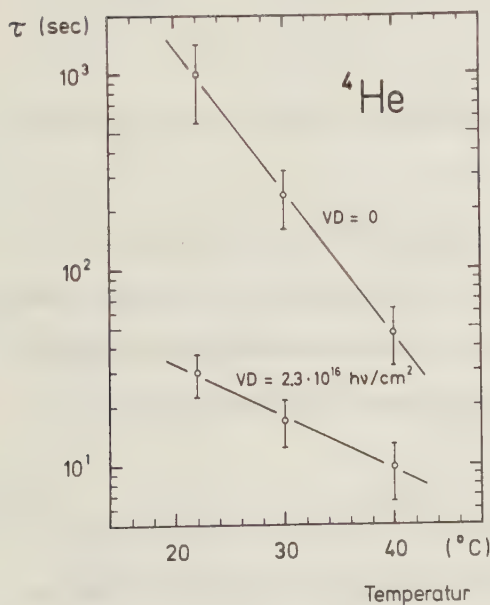


Abb. 4.13 Abhängigkeit der Lebensdauer latenter α -Spuren von der Temperatur des Detektors und der effektiven Vordekoration

Zur Untersuchung der Abhängigkeit der Lebensdauer latenter Spuren von der Temperatur wurden latent erzeugte Spuren während ihrer Dunkellagerung zwischen Exposition und Dekoration Temperaturen zwischen 22 und 40°C ausgesetzt. Eine Ausdehnung der Wirkungsdauer der Temperaturbehandlung auf die Zeit der Exposition ließ keinen Einfluß auf die Ergebnisse erkennen.

Abbildung 4.13 zeigt die Lebensdauern als Funktion der Temperatur. Auch hier wurde der zusätzliche Einfluß der Vordekoration mit untersucht. Das Ergebnis sieht ähnlich dem der Kombination mit niedriger Dotierungskonzentration aus. Auf bereits verkürzte Lebensdauern ist der zusätzliche Effekt geringer als auf nicht verkürzte.

4.2.4 Stabilisierbarkeit latenter Spuren verkürzter Lebensdauer

Auf die Notwendigkeit der Untersuchung einer eventuellen Regression auch stabilisierter latenter Spuren wurde bereits hingewiesen. In nicht vordekorierten, bei Zimmertemperatur bestrahlten und gelagerten Detektoren konnte an stabilisierten latenten α -Spuren auch nach zwei Jahren Dunkellagerung noch keine verminderte Entwickelbarkeit festgestellt werden - die Spuren sind stabil.

Dies gilt allerdings nicht ohne Einschränkungen: In Detektoren, in denen die Lebensdauer latenter Spuren mit den bisher erprobten Methoden der Vordekoration und der Temperaturerhöhung verkürzt wurden, zeigte sich, daß die Wirkungsdauer der Stabilisation ebenfalls eine Verkürzung erfährt. Im Falle der Temperaturerhöhung gilt dies natürlich nur dann, wenn der Detektor über die gesamte Lagerungsdauer, also nicht nur während einer vielleicht sehr viel kürzeren Zeitdauer eines Experiments, bei der erhöhten Temperatur gehalten wird.

Muß die Lebensdauer für α -Spuren aus experimentellen Gründen z.B. auf 3 Sekunden reduziert werden, so kann der Detektor nur für eine Zeitdauer etwa einer Stunde eingesetzt werden. Er ist dann sofort zu dekorieren, anderenfalls besteht die Gefahr, daß "stabilisierte" latente Spuren merklicher Regression unterliegen.

Die Wirkungsdauer der Stabilisation latenter α -Spuren wurde in verschiedenen vordekorierten Detektoren bestimmt und mit der Lebensdauer nicht stabilisierter Spuren verglichen. Die Bedingungen für den Einsatz vordekorierter Detektoren im getriggerten Experiment können der Abbildung 4.14 entnommen werden.

Die Bedeutung der Wirkungsdauer der Stabilisation für die Anwendung der Detektoren im Experiment läßt es sinnvoll erscheinen als Maß für die Wirkungsdauer τ_{stab} - abweichend von der Definition der Lebensdauer latenter, nicht stabilisierter Spuren - diejenige Zeit anzugeben, innerhalb der noch keine Abweichung der MTW von der MTW_0 der entwickelten Spuren festgestellt werden kann (vgl. Abb. 4. 1, S. 49).

Eine geeignete Vordekoration erlaubt, die Eigenschaften des Detektors den vom Experiment gestellten Anforderungen in gewissen Grenzen anzupassen.

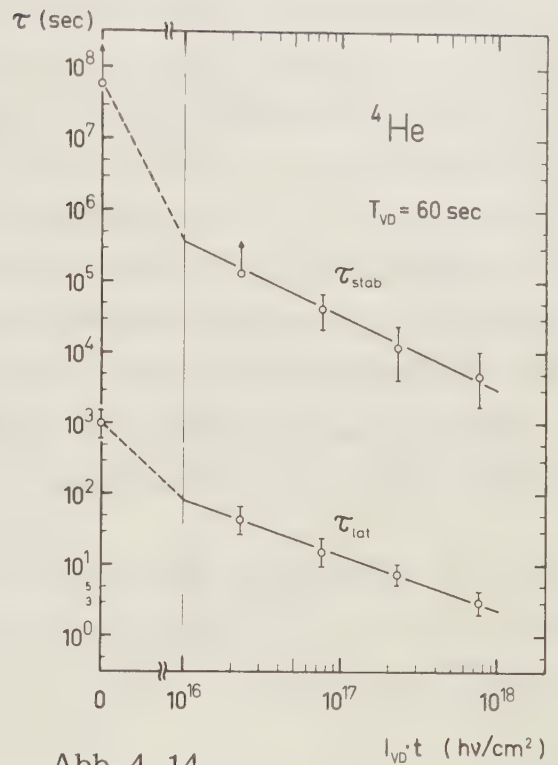


Abb. 4. 14

Vergleich der Lebensdauer nicht stabilisierter latenter α -Spuren (τ_{lat}) mit der "stabilisierter" Spuren (τ_{stab})

4. 3 Kurzzeit - Effekte

Bei allen bisher durchgeführten Behandlungen der Detektoren mit Licht hoher Intensität und kurzer Einwirkungsdauer wurden Effekte beobachtet, die wegen ihrer kausalen Ähnlichkeit zusammengefaßt behandelt werden sollen. Ihnen gemein ist die Abhängigkeit der zugrunde liegenden Reaktionen von der Beweglichkeit beteiligter Zwischengitter-Silberionen, die die Reaktionszeiten auf $\sim 10^{-3}$ Sekunden bei Zimmertemperatur begrenzen.

Hierzu einige experimentelle Ergebnisse:

1) Die Dekoration von Detektoren mit einem oder mehreren Lichtblitzen ausreichender Fluenz üblicher Wellenlänge einer Dauer von je $5 \cdot 10^{-4}$ Sekunden führt zur Erzeugung lichtmikroskopisch nicht mehr auflösbaren, sehr fein verteilten Silbers. Die Detektoren werden "homogen" geschwärzt, eine bevorzug-

te Dekoration der Teilchenspur wird nicht mehr beobachtet.

2) Die Vordekoration unter gleichen zeitlichen Bedingungen hat bei niedrigen Fluenzen keinen Einfluß, bei hohen Fluenzen eine Verschlechterung der Spurqualität zur Folge. Nennenswerte Veränderungen der Lebensdauer latenter Spuren wurden nicht beobachtet. Die Empfindlichkeit der Detektoren gegen "normale" Dekoration war nach der Vorbehandlung mit Lichtblitzen der Fluenz 10^{17} bis 10^{18} Quanten/cm² um den Faktor 2 geringer. Als Maß diene die integrale Schwärzung des Untergrundes. Typisch ist in diesen Detektoren das Fehlen mikroskopisch sichtbarer Silberkörner, die sonst als print out erzeugt werden.

3) Eine vollständige Stabilisierung latenter Spuren ist mit Lichtblitzen einer Dauer von $5 \cdot 10^{-4}$ auch in nicht vordekorierten Detektoren nicht mehr gewährleistet (vgl. Abb. 4.6, S. 55).

Am Beispiel der Dekoration und der Vordekoration läßt sich der Kurzzeiteffekt am einfachsten deuten:

a) Bei der Vordekoration mit "Dauerlicht" werden einige größere Ag-Cluster gebildet, wie sie nach voller Dekoration unter normalen Bedingungen als print-out-Körner sichtbar gemacht werden. Diese Cluster wirken wegen ihrer Größe als starke Konkurrenzzentren für die Anlagerung des vom Teilchen erzeugten Zwischengittersilbers; der Aufbau der latenten Spur wird behindert, die Regression durch Umverteilung des latenten Spur-Silbers beschleunigt.

Nimmt man an, daß bei der Bestrahlung des Detektors mit der gleichen Fluenz dekorierenden Lichtes unabhängig von der Bestrahlungsdauer gleich viel Silber für die Clusterbildung zur Verfügung steht, so läßt sich für den Fall der Kurzzeit-Vordekoration folgende Aussage machen:

b) Bei der Vordekoration mit Lichtblitzen ist die Zeit, in der freie Elektronen für die Reduktion von Zwischengittersilber angeboten werden zu kurz, um den Zwischengitter-Silberionen das Auffinden einer besonders tiefen Falle durch Hinwandern zu ermöglichen und damit zur bevorzugten Ausbildung einiger weniger aber mächtiger Spurkeime beizutragen (statt "Spurkeime" könnte hier auch "print out-Keime" stehen). Stattdessen werden viele kleine Keime erzeugt, die

weder einer bevorzugten Dekoration der Teilchenspur noch, wie im Falle der Vordekoration, der Erzeugung konkurrenzfähiger Keimbildungszentren dienlich sein kann. Darauf weist auch die "Kornfreiheit" durch Kurzzeit-Dekoration geschwärzter Detektoren hin.

Für die Stabilisierbarkeit latenter Spuren lassen sich analoge Überlegungen anstellen. Hier geht die Zeitdauer ein, innerhalb der Elektronen einer begrenzten Anzahl vom Stabilisationslicht aus Fallen befreit werden und für die ionischen Prozesse der Spurbildung zur Verfügung stehen. Auf letzteres wird in Abschn. 5.2.2 im Rahmen eines Modells zur Erzeugung und Stabilisation latenter Spuren in Cd-dotierten AgCl-Detektoren eingegangen.

4.4 Reproduzierbarkeit der Ergebnisse

Die Reproduzierbarkeit der durch die Messungen an der dekorierten Spur erhaltenen Ergebnisse hängt von den Reproduzierbarkeiten der einzelnen an der Spurbildung beteiligten Prozesse ab. Es sind dies:

- 1) Ausbildung einer latenten Spur
- 2) Stabilisierbarkeit der latenten Spur und Wirkungsdauer der Stabilisation für im Zustand "Eingeschaltet" betriebene Detektoren
- 3) Zeitlicher Verlauf der Regression latenter Spuren in "ausgeschalteten" Detektoren.

Untersuchungen an verschiedenen Detektoren, insbesondere an Detektoren verschiedener Herstellungs-Chargen, können je nach Versuchsbedingungen zu quantitativ unterschiedlichen Ergebnissen führen. Welche der oben genannten Einzelprozesse die Reproduzierbarkeit am stärksten beeinflussen, ist Gegenstand der folgenden Untersuchungen. Die Ergebnisse basieren auf vergleichenden Messungen im jeweils gleichen Detektor und sind statistisch gesichert.

ad 1) Detektoren, die mit Teilchen exponiert werden, deren Ionisationsdichte

deutlich oberhalb der von der Empfindlichkeitsschwelle des Detektors vorgegebenen Minimum-Ionisationsdichte liegt, zeigen bei sofort anschließender Dekoration Spuren deren mittlere Schwärzungsbreiten um maximal 20% voneinander abweichen.

ad 2) Wird statt der sofortigen Dekoration ein Stabilisierungsprozeß angewandt, die Dekoration innerhalb der Wirkungsdauer (s. Abb. 4. 14) durchgeführt, so erreicht man die gleiche Reproduzierbarkeit wie unter 1) angegeben.

ad 3) Wird dagegen die Exposition im Dunkeln ausgeführt und die latente Spur erst nach geraumer Zeit der Dunkellagerung dekoriert, so können weit größere Abweichungen der Ergebnisse auftreten. Da die unter 1) angeführten Experimente an den gleichen Detektoren die angegebene Reproduzierbarkeit erreichen, folgt, daß die unterschiedlichen Ergebnisse auf unterschiedliche Regressionsraten zurückzuführen sind. Dies wurde bei allen Experimenten beobachtet, die als Parameter die Lebensdauer latenter Spuren enthalten.

Die in Abschnitt 4. 1 und 4. 2 beschriebenen Versuche wurden, soweit dies technisch möglich war, an Detektoren der gleichen Charge durchgeführt. Für direkte Vergleiche wurden entweder Meßergebnisse vom gleichen Detektor, oder auf Vergleichsmessungen normierte Ergebnisse zugrunde gelegt.

Allgemein läßt sich sagen, daß Detektoren, die sich durch besonders lange Lebensdauern für latente Spuren auszeichnen, sehrviel empfindlicher auf Vordekoration und Temperaturerhöhung reagieren, als Detektoren in denen die Lebensdauern auch ohne zusätzliche Behandlungen kürzer sind.

Wenn die Hypothese richtig ist, daß die Lebensdauer latenter Spuren von der Anwesenheit von Keimbildungszentren in Form von - wie die Experimente zur Lebensdauerverkürzung durch Vordekoration vermuten lassen - Silberausscheidungen bestimmt wird, würde dies den Schluß nahelegen, daß Detektoren, in denen die latenten Spuren langlebig sind, weitgehend frei von solchen Ausscheidungen sind. Selbstverständlich müssen in diese Überlegungen auch andere Irregularitäten im AgCl-Gitter, die als Keimbildungszentrum wirksam

werden können, mit einschließen.

Art und Verteilung von Ausscheidungen in der bei Zimmertemperatur Cd-übersättigten AgCl-Matrix des hochdotierten (nicht vorbehandelten) Detektors werden in entscheidendem Maße von den Herstellungsbedingungen bestimmt, oder vorbestimmt.

4.4.1 Einfluß der Herstellungsbedingungen der Detektoren auf die Lebensdauer latenter Spuren

Die Lebensdauer latenter Spuren wird in hohem Maß von den Herstellungsbedingungen der Detektoren beeinflusst. Es liegen Hinweise dafür vor, daß sowohl die Temperatur beim Ziehen der Kristalle, die Aufenthaltsdauer der Kristalle bei dieser Temperatur und insbesondere der zeitliche Verlauf des Abkühlungsvorganges einen entscheidenden Einfluß auf die Lebensdauer latenter Spuren haben.

Es ist nicht genau bekannt zu welchen festkörperphysikalischen Veränderungen die unterschiedlichen Ziehparameter führen. Ziehtemperatur und Aufenthaltsdauer können sowohl zu Veränderungen der stöchiometrischen Zusammensetzung durch den Verlust an Chlor, wie auch zu einer erhöhten Diffusion von Fremdionen aus den Quarzplättchen in die AgCl-Matrix führen; letzteres entspräche einer unerwünschten zusätzlichen Dotierung weiterer Komponenten. Verschiedene Temperaturgradienten bei der Abkühlung der Kristalle können nach Unterschreiten der stark temperaturabhängigen Löslichkeitsgrenze für Cd in AgCl die Ausbildung verschiedenartiger Ausscheidungen in Größe und Verteilung empfindlich beeinflussen.

Nach Messungen der Ionenleitfähigkeit, die von Zierold ^{21/} in Cd-dotierten AgCl-Kristallen durchgeführt wurden, kann man annehmen, daß bei Temperaturen oberhalb ca. 200°C mehr als 5000 ppm Cd löslich sind, bei Zimmertemperatur dagegen nur einige 100 ppm.

Die Dynamik des Abkühlens bestimmt auch in welchem Maße Cd-haltige Phasen

"sofort" ausgeschieden werden, bzw. gelöstes Cd zunächst eingefroren wird; letzteres scheidet sich dann durch langsame Phasenumwandlung bei Zimmertemperatur aus.

Nach Wentz^{22/} bilden sich in 6000 ppm Cd-dotierten Kristallen über metastabile Phasen kugelförmige Ausscheidungen von CdCl_2 mit einem Durchmesser von ungefähr $500 \text{ \AA}$ aus.

Hier einige Experimente und Ergebnisse zum Einfluß der Herstellungsparameter auf die Spurbildung und die Lebensdauer latenter Spuren:

1) Mehrfach wurden Detektoren "gleicher" Herstellung, deren Eigenschaften sich nur durch verschieden hohe Regressionsraten latenter Spuren unterscheiden, massenspektroskopisch auf ihren Gehalt an Fremdionen untersucht. Die Gegenwart von Chlor in statu nascendi macht die Analysen sehr schwierig, da durch die Reaktionen des Chlors Fremdionen aus der Apparatur eingeschleppt werden können. Trotz hoher Auflösung des Massenspektrometers ergab sich kein Hinweis auf eine unterschiedliche chemische Zusammensetzung dieser Detektoren, die mit einer Aufnahme von Fremdionen aus der Herstellungsapparatur hätte erklärt werden können^{23/}.

2) Eine Temperung der Detektoren kann, je nach der Atmosphäre bei der sie durchgeführt wird, zu einer Änderung der Stöchiometrie zugunsten der Cl- bzw. der Ag-Konzentration führen; letzteres würde einer Dotierung mit Silber gleichkommen.

Eine Temperung in 100 Torr Chlor (1 Tag bei 400°C) desensibilisiert 5000 ppm Cd-dotierte Detektoren für den Nachweis von α -Teilchen; Temperung in Luft hat eine Desensibilisierung um ca. 60% zur Folge. Unter Argon als Schutzgas getemperte Detektoren zeigen dagegen für den Nachweis von α -Teilchen keinen Unterschied gegenüber nicht getemperten Detektoren, die mit dem gleichen Temperaturgradienten abgekühlt wurden.

Die in Chlor und Luft getemperten Detektoren können durch geringe Vordekoration ($10^{16} \text{ Quanten/cm}^2$) wieder teilweise sensibilisiert werden; höhere Fluenzen dekorierenden Lichtes führen zu der bekannten Lebensdauerverkürzung.

Folgerungen:

Die in Chlor getemperten Detektoren weisen im Vergleich zu den unter Schutzgas getemperten Detektoren eine Verschiebung der Stöchiometrie zugunsten der Cl-Konzentration auf. Die Ausbildung der latenten Spur wird durch die Erhöhung der Rekombinationswahrscheinlichkeit zwischen dem vom Teilchen erzeugten Zwischengittersilber und dem vorhandenen Chlor behindert. Vordekoration egalisiert den vorhandenen Chlorüberschuß teilweise durch Ag-Cluster, die Rekombinationsrate wird verringert und die Spurbildung begünstigt. Bei der Anwendung starker Vordekoration werden die Ag-Cluster als Konkurrenzzentren wirksam, wie dies in Abschn. 4.2.1 beschrieben, und verursachen die beobachtete Lebensdauerverkürzung.

3) Zur Untersuchung des Einflusses der Abkühlungs-Parameter auf die Lebensdauer latenter Spuren wurden Detektoren gleicher Herstellung verschiedenen thermischen Nachbehandlungen unterzogen. In diesem Fall wurden inerte Gase, meist Argon, als Schutzgas benutzt. Die Abkühlung wurde von 400°C bis Zimmertemperatur mit mittleren Temperaturgradienten von 20°C/h bis 10^4°C/h durchgeführt. In Detektoren, die langsam abgekühlt wurden, werden um den Faktor 10^2 kürzere Lebensdauern gemessen als in schnell abgekühlten Detektoren (Abb. 4.15).

Die Ergebnisse deuten darauf hin, daß in schnell abgekühlten Detektoren weniger Ausscheidungen vorhanden sind, die die Spurbildung beeinflussen.

Die Untersuchungen der in Abb. 4.15 gezeigten Ergebnisse wurden an Detektoren durchgeführt, die "frisch" hergestellt waren. Nach einiger Zeit der Lagerung der Detektoren bei Zimmertemperatur wurde eine deutliche Abnahme der Lebensdauer (im gleichen Detektor gemessen) festgestellt. Abbildung 4.16 gibt die Ergebnisse von Untersuchungen der Lebensdauern von α -Teilchenspuren

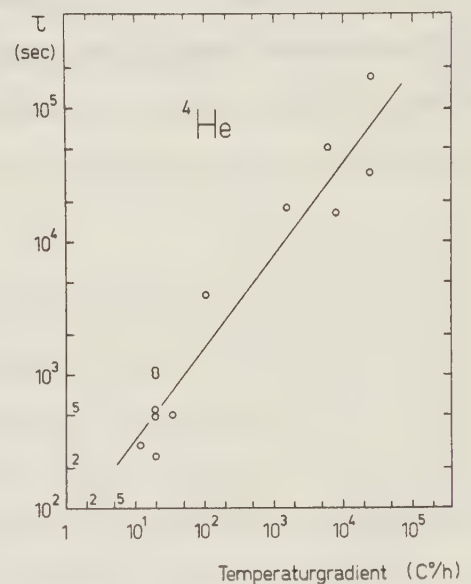


Abb. 4.15

Lebensdauern von α -Spuren in Detektoren, die verschieden schnell abgekühlt wurden

und denen von Protonen als Funktion des Alters des Detektors wieder.

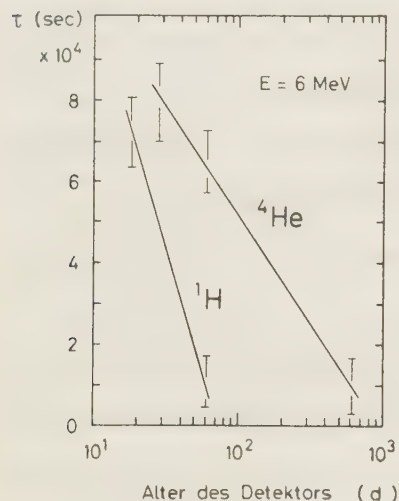


Abb. 4.16

Lebensdauer latenter α - und Protonen-Spuren als Funktion des Alters des Detektors

Die Abhängigkeit der Lebensdauer von der Abkühlgeschwindigkeit und vom Alter des bei Zimmertemperatur gelagerten Detektors legt den Schluß nahe, daß neben den - wie durch die Vordekora-tionsversuche gezeigt - Ausscheidungen von Silber auch die des Cadmiums (in irgend einer, in diesen Versuchen nicht näher bestimmbarer Form) von entscheidender Bedeutung für die Spurbildung sind. Dabei kann nicht ausgeschlossen werden, daß die Ausscheidung Cd-haltiger Phasen von dem bereits bei höheren Temperaturen ausgeschiedenen Silber beeinflußt wird.

Besonderer Bedeutung für die Ausscheidungsvorgänge kommt den im Kristall vorhandenen Versetzungslinien zu. Als innere Oberfläche des Kristalls können diese elektrisch geladen sein, sodaß Cd-Ionen bevorzugt in den Bereich der Versetzungslinien wandern können.

5. Modell zum Spurbildungs-Mechanismus in Cd-dotierten AgCl-Detektoren

In Abschnitt 2.1.2 wurde eine stark vereinfachte Darstellung zur Erzeugung latenter Spuren gegeben. Das Problem der zeitlichen Stabilität latenter Spuren kann nur mit Hilfe detaillierterer Modell-Vorstellungen verstanden werden.

Es wird versucht, ein Modell zum Spurbildungs-Mechanismus zu geben, das in enger Anlehnung an den Photographischen Prozess nach Gurney und Mott^{7/} und an die Ergebnisse der in Abschn. 4 beschriebenen Experimente die Eigenschaften der latenten Spur in Cd-dotierten AgCl-Detektoren qualitativ verstehen läßt.

Die Unterschiede im strukturellen Aufbau zwischen einkristallinen AgCl(Cd)-Detektoren und Kernspur-Emulsionen lassen die für die Kernspur-Emulsionen aufgestellten Modelle nicht ohne weiteres übertragen. AgCl-Detektoren bestehen nicht wie Kernspur-Emulsionen aus einzelnen, voneinander nahezu unabhängigen Silberhalogenid-Systemen in Form kleiner Kristalle, deren Phasengrenze zur einbettenden Gelatine entscheidend am Photographischen Prozess mitwirkt (Keimbildungszentren).

Die im allgemeinen körnige Struktur der Teilchenspuren in AgCl-Detektoren läßt allerdings erkennen, daß auch hier eine Keimbildung an diskreten Orten, den Keimbildungszentren, stattfindet; dabei müssen Wechselwirkungen zwischen bereits gebildeten kleinen Keimen mit der umgebenden Matrix des Detektors berücksichtigt werden. Untersuchungsergebnisse zur Regression und Stabilisation latenter Spuren, sowie zur Beeinflußbarkeit der Regression durch Vordekoration bzw. durch Veränderung der Herstellungsparameter stehen im Vordergrund der Interpretation.

Überlegungen von F. Granzer^{24/} zum isoelektrischen Verhalten innerer Struktur-Baufehler durch die Anlagerung zweiwertiger Cd-Ionen und den sich hieraus ergebenden Bedingungen für die Erzeugung latenter Spurkeime nach der

Reaktionsgleichung 2. 18 werden von der hier gegebenen Darstellung nicht berührt. Auf eine Differenzierung des latenten Spurkeimes nach prälatenten Vorstufen für den (stabilen) latenten Keim (Th. Schmidt^{25/}) wurde verzichtet; stattdessen wird die Stabilität auf die Mächtigkeit latent erzeugter Keime zurückgeführt. Es wird versucht den zeitlichen Ablauf der zur Keimbildung führenden Prozesse zu berücksichtigen, dem nach den vorliegenden Ergebnissen besondere Bedeutung zukommt.

5.1 Die AgCl (Cd) - Matrix

Silberchlorid zeichnet sich durch eine hohe Fehlordnungskonzentration des Frenkel-Typs aus. Für die Konzentration von Zwischengitter-Silberionen Ag_i' und leeren Silber-Gitterplätzen Ag_o' gilt

$$(5.1) \quad |Ag_i'| \cdot |Ag_o'| = K(T)$$

Der Punkt (·) / der Strich (') steht für eine relativ zum Gitter positive/negative Ladung.

Aus Rechnungen von Zörgiebel^{10/} mit experimentell ermittelten Werten von Müller^{26/} folgt als Wert für die Frenkel-Gleichgewichtskonstante bei Zimmertemperatur in reinen Kristallen

$$(5.2) \quad |Ag_i'| = |Ag_o'| = 1,2 \cdot 10^3 \mu m^{-3}.$$

Der Zusatz von zweiwertigem Cadmium erhöht die Konzentration leerer Silber-Gitterplätze. Die Elektronen-Neutralität fordert, daß jedes auf Silber-Gitterplatz eingebaute Cadmium-Ion Cd_g' ($= Cd^{++}$) einen leeren Silber-Gitterplatz erzeugt.

Die Konzentration leerer Silber-Gitterplätze läßt sich schreiben als

$$(5.3) \quad |Ag_o'| = |Ag_o'|_F + |Ag_o'|_{Cd},$$

wobei $|Ag_o'|_F$ und $|Ag_o'|_{Cd}$ die durch Frenkel-Fehlordnung und Cd-Dotierung

erzeugten Konzentrationen der Silber-Gitterleerplätze sind.

Mit Gl. 5.3 ergibt sich für Gl. 5.1:

$$(5.4) \quad |Ag_i'| \cdot \{ |Ag_o'|_F + |Ag_o'|_{Cd} \} = K(T) .$$

Für Cd-Konzentrationen unterhalb der Löslichkeitsgrenze in AgCl - nach Süptitz ²⁷/ einige 100 ppm bei Zimmertemperatur - ist

$$(5.5) \quad |Ag_o'|_{Cd} = |Cd_g'| ,$$

bei höheren Dotierungskonzentrationen kann Cadmium zum Beispiel als $(CdCl_2)_n$ ausgeschieden werden; auch die Ausbildung von Überstrukturen sind denkbar.

Die Cd-Ionen auf Gitterplatz sind zum Teil gemäß der Reaktionsgleichung



zu Dipolkomplexen assoziiert. Die Assoziationsenergie beträgt mit den Werten von Müller ²⁶/ 0,27 eV. Daneben sind Assoziations-Komplexe höherer Ordnung, Dimere und Trimere, möglich.

Die Ladungsbilanz in der Matrix lautet:

$$(5.7) \quad |Ag_i'| + |Cd_g'| = |Ag_o'|_F + |Ag_o'|_{Cd}$$

Unter Berücksichtigung von Gl. 5.5 folgt

$$(5.8) \quad |Ag_i'| = |Ag_o'|_F .$$

Für das Gleichgewicht zwischen der Konzentration von Cadmium auf Gitterplatz und Zwischengitter-Silberionen folgt aus Gl. 5.4 mit Gl. 5.5 und Gl. 5.8

$$(5.9) \quad |Ag_i'| \cdot \{ |Ag_i'| + |Cd_g'| \} = K(T) .$$

Die Dotierung mit Cadmium erzwingt eine drastische Reduktion der Konzentration der Zwischengitter-Silberionen. Unter dem Gesichtspunkt des photographischen Elementarprozesses stellt dies eine Desensibilisierung durch

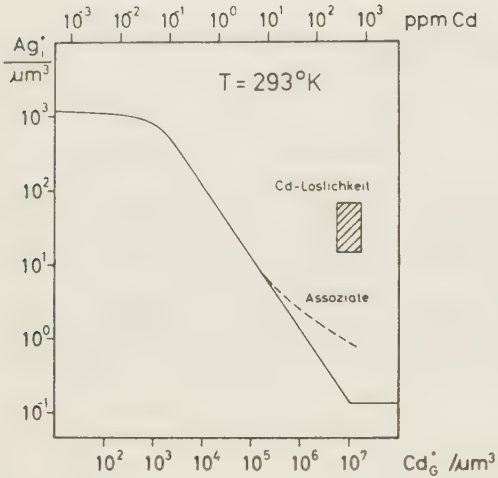


Abb. 5. 1

Konzentration von Zwischen-
gitter-Silberionen als Funk-
tion der Konzentration von
Cadmium-Ionen auf Gitter -
plätzen

die Behinderung der ionischen Komponente
des Prozesses dar.

Die Ausgangsbedingungen, die von der Cd-do-
tierten AgCl-Matrix vor dem Durchgang gela-
dener Teilchen für die Erzeugung latenter
Spuren gegeben sind werden in Abb. 5. 1 darge-
stellt. Die durchgezogene Linie gibt die Ergeb-
nisse von Rechnungen nach Gl. 5. 9 unter Be-
rücksichtigung der begrenzten Löslichkeit von
Cd in AgCl wieder. Die gestrichelte Kurve
berücksichtigt die $(Cd'_g \cdot Ag'_o)$ -Assoziatsbil-
dung. Dabei wurde ein Assoziationsgrad von
67% an der Löslichkeitsgrenze angenommen.

5. 2 Lokale Veränderungen der AgCl (Cd) - Matrix durch den Durchgang geladener Teilchen

Beim Durchgang geladener Teilchen durch die AgCl-Matrix werden nach den in
Abschnitt 2. 1. 1 beschriebenen Prozessen entlang der Bahn des Teilchens ioni-
sierte Silberionen und Defektelektronen erzeugt (Core-Bereich).

Die Bahn ist durch einen positiven Ladungsüberschuß gekennzeichnet, der aus
energetischen Gründen Platzwechselvorgänge zur Folge haben kann: Mehrfach
geladene Silberionen auf Gitterplätzen treten ins Zwischengitter und können un-
ter Elektronen-Einfang an den vom Teilchen erzeugten Gitterstörungen zur spon-
tanen Keimbildung führen.

Die spontane Keimbildung erfährt ihre Einschränkung dadurch, daß die Anzahl
zur Verfügung stehender Elektronen begrenzt ist. Dies macht sich besonders
bei der Spurbildung von Teilchen hoher Energie bemerkbar; hier ist die Konzen-
tration zur Verfügung stehender Elektronen in unmittelbarer Nähe der Teilchen-
bahn aus zweierlei Gründen niedriger als bei niederenergetischeren Teilchen
gleicher Ionisation: Die Energie und damit die Reichweite der δ -Elektronen

ist groß und die Wechselwirkungswahrscheinlichkeit für die Erzeugung sekundärer Elektronen ist klein. Ein geringer Anteil spontaner Keimbildung würde bedeuten, daß die latente (nicht stabilisierte) Spur kurzlebig ist und sehr empfindlich auf die Anwesenheit von Konkurrenzcentren reagiert. Beides scheint von den bisher vorliegenden Ergebnissen bestätigt zu werden.

Voraussetzung für die spontane Erzeugung (und, wie später gezeigt wird, auch für die Stabilisation) latenter Spurkeime ist, daß die δ -Elektronen bzw. die sekundär erzeugten Elektronen nicht mit den Defektelektronen rekombinieren. Nach Malinowski^{28/} ist dies unwahrscheinlich, weil die Defektelektronen mit Silbergitterleerstellen Komplexe bilden



deren Assoziationsgrad 10^4 beträgt.

Die vom Teilchen erzeugten hochenergetischen δ -Elektronen, die die Bahn des Teilchens verlassen haben, werden, wie auch die von ihnen durch sekundäre Ionisation erzeugten Elektronen, am Ende ihrer Reichweite in flachen Fallen des AgCl(Cd)-Gitters eingefangen.

Als Elektronenfallen können neben Gitterbaufehlern Ausscheidungen von Silber und, in hoch dotierten Detektoren, $(\text{CdCl}_2)_n$, oder Cd-Ionen auf Gitterplätzen wirksam werden. Letzteren kommt eine besondere Bedeutung zu, da die Konzentration von Cadmium auf Gitterplatz die Konzentration von Zwischengitter-Silberionen nach Gl. 5.9 beeinflußt.

Die Elektronen können unter Erzeugung eines V_k -Zentrums Dipolkomplexe bilden



deren Fallentiefe nach Kanzaki^{29/} $E_{\text{Cd}} = 1 \text{ eV}$ beträgt.

Die durch die Bildung dieser Komplexe erzwungene Erhöhung der Zwischengitter-Silberkonzentration (s. Abb. 5.1) erlaubt, unter geeigneten Bedingungen, die latenten Spurkeime weiter aufzubauen und zu stabilisieren.

Dies kann allerdings nur dann geschehen, wenn neben den Zwischengitter-Silberionen auch freie Elektronen in ausreichender Zahl für den nach Gl. 2.18 ablaufenden Prozess des Aufbaus von Spurkeimen zur Verfügung stehen.

Bevor auf die Stabilisation der latenten Spur eingegangen wird, einige Anmerkungen zur zeitlichen Stabilität der vom Teilchen spontan erzeugten Spurkeime.

5.2.1 Zeitliche Stabilität latenter Spurkeime

Die Stabilität von Spurkeimen wird von der Anzahl der an einem Keimbildungszentrum agglomerierten Silberatome bestimmt (vgl. Abb. 2.1). Ist die Zahl n der agglomerierten Atome größer als ein bestimmter Wert n_{stab} , so sind die Keime zeitlich stabil; anderenfalls unterliegen sie der Rück- bzw. Umbildung.



Für Kernspur-Emulsionen wird für n_{stab} ein Wert von ungefähr 4 angenommen; in neueren sowjetischen Arbeiten wird für n_{stab} ein Wert von ungefähr 20 genannt^{30/}.

In Emulsionen beschränkt sich die Umverteilung von Keimen nur auf den kleinen Bereich der voneinander durch Gelatine getrennten Silberhalogenid-Körner, an deren Phasengrenze kräftige Keimbildungszentren (z.B. Ag_2S) durch successiven Elektronen- und Zwischengittersilber-Einfang die Clusterbildung zu stabilen Keimen begünstigen. In einkristallinen AgCl -Detektoren dagegen sind Wechselwirkungen mit der umgebenden Matrix möglich, die über Transport-Mechanismen zu einem steten Verlust der Reaktionspartner am Ort der Bahn führen können.

Die in AgCl entlang der Teilchenbahn durch spontane Keimbildung erzeugten Keime sind zeitlich instabil; das gilt auch für Teilchen sehr hoher Ionisationsdichte, z.B. für Spaltprodukte.

Die Hin- und Rückbildung der instabilen Keime führt über die Wanderung von Zwischengittersilber und Elektronen zu einem zeitlichen Abbau des zwischen

der Bahn des Teilchens und der umgebenden Matrix bestehenden Konzentrationsgefälles; die latente Spur "läuft auseinander", wenn während dieses Umbildungsprozesses keine genügend großen Ag-Cluster als stabile Spurkeime erzeugt werden. Das "Auseinanderlaufen" geht dabei umso schneller vor sich, je mehr und je tiefer in der Matrix verteilte Keimbildungszentren (Konkurrenzzentren) im Vergleich zu den vom Teilchen induzierten Gitterstörungen bzw. spontan erzeugten Keime vorhanden sind, und je höher die temperaturabhängige Beweglichkeit der Zwischengitter-Silberionen ist.

5.2.2 Stabilisation der latenten Spur

Die Stabilisation der latenten Spur wird durch einen weiteren Aufbau der latenten Spurkeime erreicht; entscheidend ist damit, ob die Wachstumsrate der Ag-Cluster positiv oder negativ ist.

Stellt man das Wachstum der Ag-Cluster vereinfacht durch die Anlagerung einzelner Silberatome an vorhandene Cluster durch die Reaktionsgleichung



dar, so ist - unter Anwendung einer von Venables et al.^{31/} angegebenen Bedingung für interstitiale Clusterbildung in Gold-Kristallen - die Wachstumsrate für Silbercluster in AgCl positiv, wenn

$$(5.14) \quad G_n \cdot |\text{Ag}| \cdot \exp(B_n/kT) > 1$$

ist. G_n ist ein geometrischer Faktor, B_n die Bindungsenergie eines Silberatoms an einen Ag_n -Cluster. Stabile Keime werden nur dann gebildet, wenn obige Ungleichung für alle $n \leq n_{\text{stab}}$ erfüllt ist.

Ersetzt man in Gl. 5.14 die Konzentration der Silberatome durch

$$(5.15) \quad |\text{Ag}| = K_2^{-1} \cdot |\text{Ag}_i^{\bullet}| \cdot |e^-| ,$$

so erhält man nach Umformung als Bedingung für die Erzeugung stabiler Spurkeime

$$(5.16) \quad |Ag_i| \cdot |e^-| > \frac{K_2}{G_n \cdot \exp(B_n/kT)} \quad .$$

Die Konzentration von Zwischengittersilber wird durch die Selbstsensibilisierungseffekte durch das Teilchen bestimmt. $|e^-|$ ist als zeitlicher Mittelwert der Konzentration der aus Elektronenfallen thermisch oder durch Bestrahlung der Detektoren mit inaktinischem Licht als freie Elektronen ins Leitungsband gehobener Elektronen zu verstehen. Im Falle thermischer Anregung ist

$$(5.17) \quad |e^-| \sim |e^-|_T \cdot \exp(-E/kT) \quad .$$

$|e^-|_T$ ist die Konzentration der vom Teilchen erzeugten, in Fallen eingefangenen Elektronen, E ist eine mittlere Fallentiefe.

Für einen mittleren Wert von 1 eV für die Fallentiefe ist die Konzentration thermisch befreiter Elektronen klein, die Bedingung für die Erzeugung stabiler Spurkeime nach Gl. 5.16 ist nicht erfüllt.

Durch eine Bestrahlung des Detektors mit inaktinischem Dauerlicht der Intensität I_λ wird

$$(5.18) \quad |e^-|(t) = |e^-|_T \cdot \left\{ 1 - \exp\left(-t \cdot \sum_{\lambda} I_{\lambda} \cdot \sigma(\lambda)\right) \right\} \quad ,$$

wobei $\sigma(\lambda)$ der Wirkungsquerschnitt für die Befreiung eines Elektrons durch Licht der Wellenlänge λ ist. Eine geeignete Wahl der Intensität und der Wellenlänge erlaubt in kurzer Zeit viele Elektronen zu befreien; die Erzeugung stabiler Keime wird nach Gl. 5.16 ermöglicht.

Eine optimale Stabilisation wird dann erreicht, wenn alle zur Verfügung stehenden Elektronen innerhalb einer Zeit aus den Fallen befreit werden, die kurz gegen die Lebensdauer der latenten Spur ist. Die Intensität des Stabilisationslichtes ist so zu wählen, daß

$$(5.19) \quad \sum_{\lambda} I_{\lambda} \cdot \sigma(\lambda) > \frac{1}{\tau}$$

ist. τ bestimmt als Lebensdauer der zu stabilisierenden Spur die obere Grenze für die Zeit innerhalb der die Elektronen befreit werden müssen.

Die Verwendung von Lichtblitzen zur Stabilisation erfordert die Erfüllung einer weiteren Bedingung, die durch die Dynamik des Keimwachstums gegeben wird. Die successive Zuwanderung und Anlagerung von Elektronen und Zwischengitter-Silberionen an vorhandene Keime oder Keimbildungszentren erfordert wegen der vergleichsweise geringen Beweglichkeit der Zwischengitter-Silberionen ($\mu_{Ag_i} \sim 10^{-4} \cdot \mu_e$ bei Zimmertemperatur) eine gewisse Zeit, die von der lokalen Verteilung der Keimbildungszentren und der Zwischengitter-Silberionen bestimmt wird. Ist t_{Ag_i} die mittlere Zeit, die ein Zwischengitter-Silberion benötigt, um ein Zentrum zu erreichen, dann muß das Angebot freier Elektronen über einen Zeitraum

$$(5.20) \quad t_e \geq t_{Ag_i}$$

durch die Bestrahlung mit Licht aufrecht erhalten werden. Kürzere Bestrahlungszeiten führen zur Erzeugung feindisperser, instabiler Keime. Nach den Ergebnissen der beobachteten Kurzzeiteffekte liegt diese Zeit bei ungefähr 10^{-3} Sekunden (s. Abschn. 4.3 und Abb. 4.6, S. 55).

Die Entfernung von $1 \mu m$, den ein Ag_i^+ -Ion bei Zimmertemperatur innerhalb 10^{-3} Sekunden in der Matrix zurücklegen kann, ist in guter Übereinstimmung mit den mittleren Kornabständen der dekorierten Spur.

Sinngemäß gleiches gilt für die Dekoration latenter Spuren mit Lichtblitzen; ein oder mehrere Dekorationslicht-Blitze der Dauer $t < 10^{-3} s$ erzeugen ein fein verteiltes, mikroskopisch unsichtbares print out. Eine bevorzugte Dekoration der Teilchenspur wird nicht mehr beobachtet (s. Abschn. 4.3).

5.3 Diskussion des Modells

Das Modell ist in der Lage, die bisher beobachteten Eigenschaften der Spuraufzeichnung in Cd-dotierten AgCl-Kristallen qualitativ zu deuten. Quantitative Aussagen sind nicht möglich, da zum einen die Beschreibung zur Bildung stabiler Keime nur ein sehr grobes Bild der sehr viel diffizileren Wirklichkeit zu geben vermag, andererseits die Konzentration, und vor allem die räumliche Verteilung, getrappter Elektronen und Zwischengitter-Silberionen nur schwer über den Wechselwirkungsmechanismus Teilchen-Materie abschätzbar

ist.

Der nicht eindeutige Zusammenhang zwischen dem Energieverlust LET eines Teilchens und der Spurbildung zeigt sich ebenso in der meßbaren Lebensdauer der nicht stabilisierten latenten Teilchenspür. In Abbildung 5.2 wurde die Lebensdauer über dem LET der Teilchen aufgetragen; dabei wurden die Meßpunkte für $Z < 2$ und $Z > 6$ zusammengefaßt, um der Spurbildungstheorie von Katz¹²⁻¹⁶ Rechnung zu tragen.

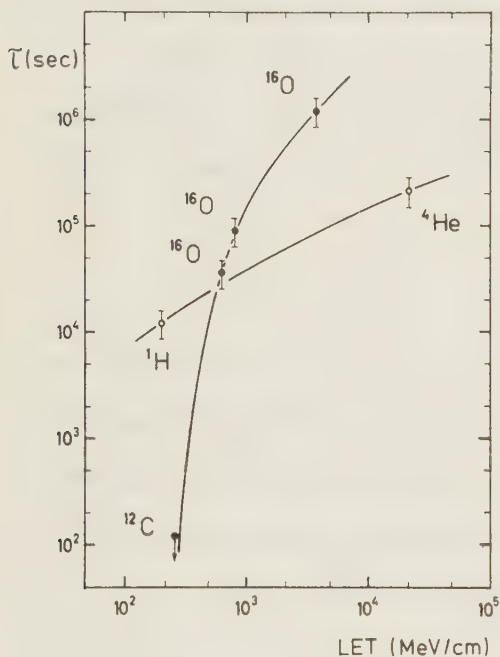


Abb. 5.2

Lebensdauer der Spuren von Teilchen verschiedenen LET's

Nach Gl. 2. 16, die prinzipiell auch für die spontane Bildung mehr oder weniger stabiler Spurkeime kurz nach dem Teilchendurchgang gültig ist, erwartet man für die Spuren von

Teilchen, die eine hohe Konzentration von Zwischengittersilber und Elektronen erzeugen, die Bildung sowohl vergleichsweise stabiler Keime, als auch, nach Dekoration, eine größere Schwärzung bzw. ein größeres Spurvolumen.

Abbildung 5.3 zeigt die Lebensdauern der in Abb. 5.2 dargestellten Teilchenspuren als Funktion des spezifischen Spurvolumens - dem Volumen pro μm Spurlänge - dekorierte Spuren.

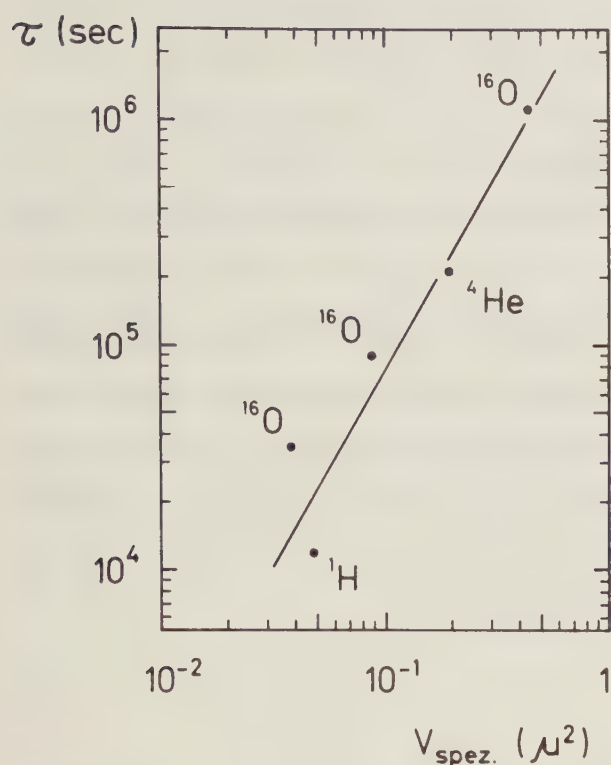


Abb. 5. 3

Lebensdauer latenter Spuren
in Abhängigkeit des spezifi-
schen Spurvolumens der de-
korierten Spur

Voraussetzung für die Erzeugung der latenten Spur ist die Anwesenheit spontan entstandener Keime entlang der Teilchenbahn. Verhindert man die Ausbildung dieser Keime, indem man den Detektor vor dem Beschuß mit Teilchen auf -170°C abkühlt - die ionische Komponente ist eingefroren, während die vom Teilchen erzeugten δ -Elektronen und deren Sekundäre den Reaktionsort verlassen können bzw. in Fallen eingefangen werden - so sind auch nach langsamer Erwärmung des Detektors bei gleichzeitiger Anwesenheit von Stabilisierungslicht keine Spuren dekorierbar. Dieses Verhalten steht im Gegensatz zu den in Kernspur-Emulsionen gemachten Beobachtungen. Es dürfte darauf zurückzuführen sein, daß in AgCl-Einkristallen vor dem Teilchenbeschuß keine den Ag_2S -Keimbildungszentren der Emulsion vergleichbaren Keimbildungszentren vorhanden sind, an denen die Elektronen bei tiefer Temperatur eingefangen werden, sodaß während der Erwärmung, sobald dies die Beweglichkeit der Zwischengitter-Silberionen erlaubt, Silberionen zuwandern und einen Spurkeim bilden können.

6. Anwendungen von AgCl(Cd)-Detektoren im Experiment

Mit den in dieser Arbeit beschriebenen Eigenschaften Cd-dotierter AgCl-Detektoren weist dieser Detektortyp gegenüber anderen Spurdetektoren einige Vorteile auf.

Insbesondere die hohe Ortsauflösung, die durch die trockene deformationsfreie Entwicklungsmethode begünstigt ist, die definierte Zusammensetzung des Festkörpersystems, die Einstellbarkeit der Empfindlichkeit durch die Dotierungskonzentration und insbesondere die Möglichkeit die Akkumulation von Teilchen Spuren "von außen" zu steuern, eröffnen diesem Detektor ein weites Gebiet der Anwendung in der kernphysikalischen Meßtechnik.

6.1 Untersuchungen zum Untergrund

Als Untergrund bezeichnet man üblicherweise die Registrierung unerwünschter Signale, die zu einer Beeinflussung der Nutz-Information führen können.

Seiner Ursache entsprechend kann man ihn unterteilen in

- 1) Untergrund, der durch die Dekoration natürlicher Gitterstörungen im Kristall hervorgerufen wird.
- 2) Untergrund, der durch hohe Intensitäten von Teilchen einer Ionisationsdichte unterhalb der Empfindlichkeitsschwelle des Detektors verändern kann.
- 3) Untergrund, der von Teilchen erzeugt wird, deren latente Spuren in einem im Zustand "Ausgeschaltet" betriebenen Detektors zum Zeitpunkt des "Einschaltens" aufgrund ihrer Lebensdauer noch nicht vollständig regrediert waren, also in einem teilweise zerfallenen Stadium mit stabilisiert werden. Auf seine Bedeutung wird in einer Anmerkung zur Verwendung der AgCl-Detektoren im getriggerten Experiment in Abschn. 6.2 eingegangen.

ad 1) Die Dekoration von Gitterstörungen wird in mittel und hochdotierten AgCl (Cd)-Detektoren weitgehend unterdrückt. (Vgl. Abb. 2.12: Mikrophotographien von Spuren in 600 ppm - und 500 ppm - Cd - dotierten Detektoren). In niedrig do-

tierten Detektoren kann durch den gleichzeitigen Zusatz geringer Mengen Blei und eine der Herstellung folgenden Temperung das Auftreten störenden Untergrundes vermieden werden (s. Abschn. 2.2.3).

ad 2) Das Auftreten von Summeneffekten und deren Einfluß sowohl auf die Eigenschaften des Detektors, wie auch auf bereits vorhandene instabile und stabile latente Spuren im Detektor wurde durch Bestrahlen des Detektors mit

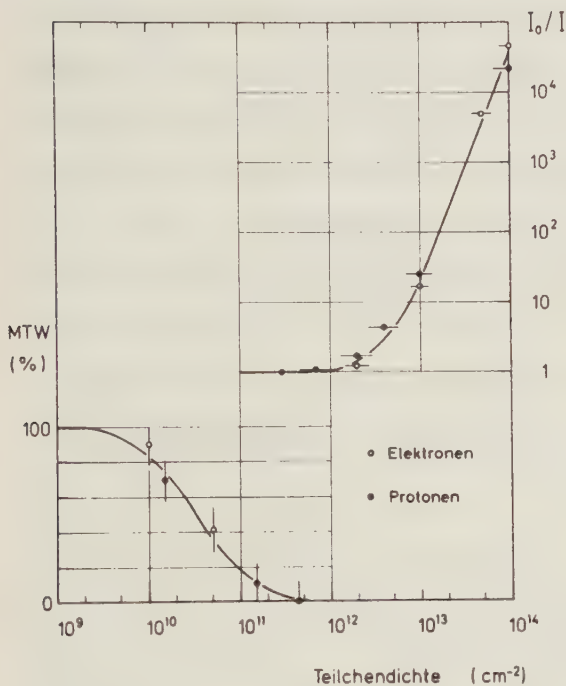


Abb. 6.1

Einfluß von Teilchen, deren Ionisation unterhalb der Empfindlichkeitsschwelle des Detektors (5000 ppm Cd) liegt, auf den Nachweis von α -Teilchen (s. Text)

heren Teilchendichten wird der Detektor geschwärzt (rechte Ordinate).

In 600 ppm Cd-dotierten Detektoren werden die entsprechenden Schädigungen des Detektors erst bei 10- bis 100-facher Teilchendichte beobachtet. Nicht-stabilisierte sowie stabilisierte latente α -Spuren (in vorher exponierten Detektoren) erfahren eine geringere Schädigung durch die Protonen- bzw. Elektronen-Bestrahlungen als die Detektormatrix.

Bei niedrigen Teilchendichten ($10^9 - 10^{12}/\text{cm}^2$) wird sowohl bei Elektronen-

hohen Intensitäten von Teilchen, deren Ionisation unterhalb der Empfindlichkeitsschwelle des Detektors liegt, untersucht. Die Experimente wurden in 600 ppm - und 5000 ppm Cd-dotierten Detektoren mit 600 MeV-Protonen (Cern), deren Ionisation ungefähr 1/5 der Empfindlichkeitsschwelle 5000 ppm-dotierter Detektoren entspricht, und mit 2 MeV-Elektronen durchgeführt. Abb. 6. 1 gibt die Ergebnisse in 5000 ppm-dotierten Detektoren für Protonen und Elektronen wieder.

Auf der linken Ordinate ist die Dekorierbarkeit von α -Spuren in Detektoren aufgetragen, die kurz vorher mit 10^9 bis 10^{12} Protonen bzw. Elektronen pro cm^2 beschossen wurden (mittlere linearer Abstand zweier Teilchen im Detektor 0,3 bis $10^{-2} \mu\text{m}$!). Bei höheren

als auch bei Protonen-Bestrahlungen eine Dekoration latenter Spuren beobachtet. Sie ist auf die Erzeugung niederenergetischer freier Elektronen im Detektor zurückzuführen.

Die Charakteristik der Dekoration entspricht - das gilt für die Spuren ebenso, wie für die im Bereich höherer Intensitäten auftretende Schwärzung des Untergrundes - derjenigen, die für die Kurzzeit-Dekoration typisch ist: feindispers bei geringem Kontrast. Sie läßt sich mit den kurzen Expositionszeiten bei diesen Experimenten erklären. Gleichzeitige Anwesenheit von "normalem" Stabilsationslicht führt zu den gleichen Ergebnissen.

Die Bestimmung der Teilchendichte konnte im Falle der Elektronen-Bestrahlungen aufgrund guter Strahl-Homogenität und Konstanz durch Teilchenstrom und Expositionszeit (0,5 bis 10 Sekunden) bestimmt werden; die Protonendichte wurde durch normierte Messung der β -Aktivität der exponierten Detektoren ermittelt.

Die Wirkungsdauer der Protonen- und Elektronen-Bestrahlungen auf die Eigenschaften des Detektors ist zeitlich begrenzt; die Schädigungen heilen aus. So konnten in einem Detektor, in dem sofort nach einer Elektronen-Bestrahlung α -Spuren nur noch zu 20% der normalen MTW_0 dekorierbar waren, 18 Stunden später latente α -Spuren erzeugt und zu 60% der MTW_0 dekoriert werden.

Die in Abbildung 6.1 angegebenen Teilchendichten wurden in kurzen Bestrahlungszeiten erreicht. Der erwähnte Ausheil-Prozess der geschädigten Matrix läßt vermuten, daß die zulässigen Dosisleistungen über unbegrenzte Zeit bei 10^7 bis 10^8 Teilchen/cm² h liegen dürfte.

Bei Bestrahlungen mit 1,3 MeV - γ -Strahlung werden oberhalb $50 R \approx 10^{11} h\nu/cm^2$ ebenfalls Strahlenschäden der Detektormatrix festgestellt, die nach einigen Tagen vollständig ausheilen ^{32/}.

6.2 Experimente mit AgCl(Cd)-Detektoren

Die hohe Ortsauflösung der Detektoren ermöglichte, in Verbindung mit einer durch eine Dotierung von nur 600 ppm Cd erreichten hohen Empfindlichkeitsschwelle gegen den Untergrund schwach ionisierender Teilchen, die Lebensdauer angeregter ^{240}Pu -Kerne zu messen:

Die Bestimmung der Teilchenbahn im Flug zerfallener Rückstoßkerne der Reaktion $^{238}\text{U}(\alpha, 2n)^{240}\text{Pu}^*$ erlaubt unter einer geeigneten Geometrie "kleiner Abstände" die mittlere Flugzeit der Isomere zu berechnen. Aus dem Flugzeitspektrum und der bekannten Rückstoßenergie bzw. Geschwindigkeit der Isomere wurde die Lebensdauer zu 10^{-8} s bestimmt. Aufbau und Beschreibung des Experiments sind veröffentlicht ^{33/}.

In Verbindung mit der "trockenen Entwicklung" der Detektoren erlaubt die hohe Ortsauflösung Radiobiologische Untersuchungen mit Schwerionen an kleinsten, fest auf die Detektoren aufgebrachten (meist in Nährlösung vergossenen) Organismen. Da es nicht notwendig ist, die biologischen Objekte vor der Dekoration zu entfernen, kann die Stelle, an der die Objekte getroffen wurden, mit hoher Genauigkeit ($< 1 \mu\text{m}$) aus der Teilchenbahn im Detektor bestimmt werden ^{32/}.

Die chemische Zusammensetzung des Detektors, er besteht praktisch nur aus zwei Komponenten, ermöglicht, durch Verwendung des Detektors als Nachweis-System und zugleich als Target, kernphysikalische Reaktionen an Silber und Chlor in 4π -Geometrie zu untersuchen.

Die Abwesenheit leichter Kerne (wie z.B. H, C, N und O in Emulsionen) ermöglicht z.B. die Streuung schwerer Ionen an Ag und Cl zu messen. Entsprechende Vergleichsmessungen in Kernspur-Emulsionen können Aufschluß über unterschiedliche Reaktionsmechanismen an den schweren und leichten Kernen der H-C-N-O-Gruppe liefern. Experimente dieser Art werden mit ^{16}O -Ionen der Energie 2,1 GeV durchgeführt, die Auswertungen sind noch im Gange ^{34/}.

Ein weiteres Anwendungsgebiet ist das der Dosimetrie. Dabei ist die Verwendung der AgCl-Detektoren wegen der Möglichkeit des Ein- und Ausschaltens der Akkumulation von Teilchenspuren in der Personen-Dosimetrie besonders interessant. Als Dosimeter für geladene Teilchen ist es bis zu Teilchendichten von ungefähr $10^6/\text{cm}^2$ geeignet, wobei es möglich ist durch entsprechende Dotierung gegen Teilchen niedriger Ionisationsdichte zu diskriminieren.

Neben der Dosimetrie schwerer Ionen können die Detektoren auch als Neutro-
mendosimeter verwendet werden. Aus der Energie- und Winkelverteilung im
Detektor akkumulierter Protonen- und α -Spuren aus neutroneninduzierten Re-
aktionen an den Cl- und Ag-Kernen des Detektors können Energie und Fluß der
Neutronen berechnet werden. Nach Untersuchungen von Henig^{32/} eignen sich
5000 ppm Cd-dotierte Detektoren für die Dosimetrie von Neutronenflüssen von
 $2 \cdot 10^5$ bis $2 \cdot 10^{10}/\text{cm}^2$, entsprechend 10^{-2} bis 10^3 rem für Neutronenenergien
 E_n zwischen 10 und 20 MeV, bzw. $2 \cdot 10^6$ bis $2 \cdot 10^{11}/\text{cm}^2$ entsprechend 10^{-1}
bis 10^4 rem für $E_n \sim 5$ MeV.

6.3 Anmerkungen zur Verwendung der Detektoren im getriggerten Experiment

Für die Verwendung der Detektoren im getriggerten Experiment ist neben den
bisher erläuterten Fragen zum Untergrund die zeitliche Auflösung der Detek-
toren von besonderer Bedeutung. Sie hängt von zwei Faktoren ab:

- 1) der Zeit, innerhalb der latente Spuren durch Einschalten des Lichtes sta-
bilisiert werden können, bzw. der Zeit, nach welcher nach Ausschalten des
Lichtes keine weiteren latent erzeugten Spuren mehr stabilisiert werden, und
- 2) der Lebensdauer nicht stabilisierter latenter Spuren.

ad 1) Latente Spuren können innerhalb einer Zeit von weniger als 1/10 Sekun-
de stabilisiert werden. Eine Wirkung des Stabilisationslichtes nach dessen
Ausschalten, etwa dadurch, daß langlebige Zustände im AgCl(Cd)-System an-
geregert sind, auf danach erzeugte latente Spuren wurde nicht beobachtet. Die

zeitliche Auflösung des Systems kann mit besser als 10^{-1} Sekunden angegeben werden; nach den in Abschn. 4. 3 beschriebenen Kurzzeiteffekten dürfte sie auf ungefähr 10^{-3} Sekunden begrenzt sein.

ad 2) Die vergleichsweise lange Lebensdauer τ latenter Spuren führt dazu, daß beim Einschalten des Stabilisierungslichtes auch einige noch nicht vollständig regredierte Spuren solcher Teilchen mit-stabilisiert werden, die den Detektor in der ausgeschalteten, der Dunkelphase passiert haben.

Sinn eines getriggerten Experimentes ist es, durch eine zeitliche Zuordnung von Ereignissen eine Auswahl zu treffen, derart, daß nicht interessierende Ereignisse nicht akkumuliert werden. In diesem Zusammenhang stellt die Stabilisation noch nicht vollständig zerfallener, unerwünschter latenter Spuren die Erzeugung eines Untergrundes dar, wie er in Abschn. 6. 1 unter Punkt 3) erwähnt wurde.

Der Faktor für die Unterdrückung der Akkumulation nicht erwünschter Teilchen ergibt sich damit als

$$(6.1) \quad \zeta = \frac{t_{\text{Aus}}}{t_{\text{Ein}} + \tau} \approx \frac{t_{\text{Aus}}}{\tau},$$

wobei t_{Ein} und t_{Aus} die Zeitdauern sind, in denen der Detektor ein- bzw. ausgeschaltet ist.

Eine weitere Möglichkeit, das Verhältnis zugunsten der Akkumulation gewünschter Ereignisse zu verbessern, besteht darin, nur dasjenige Flächenelement des Detektors mit Licht zu bestrahlen, in welchem das gewünschte Ereignis stattgefunden hat. Ist das Ereignis beispielsweise die Registrierung eines Teilchens, das "von außen" in den Detektor eindringt, so kann die Bestimmung des getroffenen Flächenelementes dadurch erfolgen, daß der Detektor mit einer ortsauflösenden elektronischen Zählermatrix kombiniert wird. Der AgCl-Detektor läßt sich dann über eine gekoppelte Matrix von Lumineszenzdioden, die entsprechend angesteuert wird, innerhalb einer kleinen, $3 \cdot 3 \text{ mm}^2$ großen Fläche ΔF einschalten.

Für ζ gilt dann:

$$(6.2) \quad \zeta \approx \frac{t_{\text{Aus}}}{\tau} \cdot \frac{F}{\Delta F} .$$

F ist die Gesamtfläche der verwendeten AgCl-Detektoren (375 mm^2 /Standard-Typ).

Bei Verwendung grüner Lumineszenzdioden (Siemens LD 37) sind, wegen der geringeren Leuchtdichte als bei "normalem" Stabilisationslicht, Beleuchtungsdauern von 1 Sekunde erforderlich.

Die in Gl. 6.1 und Gl. 6.2 einzusetzende Lebensdauer τ ist die der langlebigsten, im Experiment erzeugten, Spuren im Detektor. Bei Anwendung der in Abschn. 4.2 beschriebenen Methoden der Lebensdauer-Verkürzung durch Temperaturerhöhung und Vordekoration muß die zeitlich eingeschränkte Stabilisierbarkeit der latenten Spuren beachtet werden (s. Abb. 4.14); es kann eine zeitliche Begrenzung des Experiments erforderlich werden.

Die Unterschiede in der Lebensdauer latenter Spuren verschiedener Ionen und Energien, einerseits als nachteilig empfunden, erlaubt auf der anderen Seite eine Teilchendiskriminierung nach der Lebensdauer der von ihnen erzeugten latenten Spuren durchzuführen:

Durch alternierendes Ein- und Ausschalten des Stabilisationslichtes können z.B. bei einem Tastverhältnis von $1:10^5$ und einer Wiederholfrequenz von 10^{-4} Hz ^{16}O -Ionen einer Energie von 25 MeV/n gegen 6 MeV- α -Teilchen und Protonen, sowie gegen hochenergetische ^{16}O -Ionen diskriminiert werden.³⁵ Das Verhältnis der Unterdrückung der Spuren dieser Teilchen ist ungefähr gleich der reziproken Wiederholfrequenz geteilt durch die Lebensdauer der zu unterdrückenden Teilchenspuren.

7. Zusammenfassung

Die vorliegende Arbeit befaßt sich mit den Eigenschaften Cd-dotierter AgCl-Kristalle als Teilchenspurn-Detektoren.

In einem ersten Abschnitt über die physikalischen Grundlagen der Spurbildung wird auf die Wechselwirkung ionisierender Teilchen im Detektor und die Erzeugung und Sichtbarmachung der Teilchenspurn eingegangen. Der Einfluß der Cadmium- (und anderer) Dotierungen auf die Spurbildung und auf die Unterdrückung störenden Untergrundes wird untersucht; die Bedingungen für eine optimale Sichtbarmachung (Dekoration) der Spuren werden angegeben.

Für eine mikroskopische Auswertung der Teilchenspurn wurde eine halbautomatische elektronische Bildauswerte-Apparatur aufgebaut. Sie erlaubt, laterale Schwärzungsverteilungen der Spuren zu ermitteln, sowie Streumessungen mit hoher Präzision durchzuführen. Den lateralen Schwärzungsverteilungen werden Spurradien entnommen und mit den Daten einer allgemeinen, halbempirischen Theorie zum Spurbildungs-Mechanismus verglichen. Die Änderung der Spurradien stoppender Teilchen mit deren Residualen Reichweite wird für die Bestimmung der Teilchen-Parameter herangezogen.

In einem weiteren Abschnitt wird über die besonderen Eigenschaften latenter Spuren in Cd-dotierten Detektoren berichtet. Untersuchungen der Regression latenter Spuren und deren Stabilisierbarkeit, sowie der Abhängigkeit dieser Eigenschaften von den Parametern Temperatur, Dotierungskonzentration und Verteilung von Ausscheidungen im AgCl(Cd)-System liefern Ergebnisse, die es gestatten, ein einfaches Modell zur Erzeugung latenter Spuren in diesen Detektoren aufzustellen. Es ist geeignet, den Auf- und Abbau latenter Spuren zeitabhängig qualitativ zu beschreiben.

Die Steuerbarkeit der zeitlichen Stabilität latenter Spuren durch Bestrahlung des Detektors mit inaktinischem Licht erlaubt, die Akkumulation von Teilchenspurn zeitlich zuzuordnen; der Detektor ist triggerbar. Zeitauflösung und Diskriminierung gegen den Untergrund unerwünschter Teilchen durch Triggerung werden untersucht und Anwendungen der Detektoren im Experiment beschrieben.

8. Literaturhinweise

- 1/ P.B. Price J. Appl. Phys. 33, 3407 (1962)
R.M. Walker
- 2/ C. Childs Bull. Amer. Phys. Soc. 6, 52 (1961)
L. Slifkin
- 3/ J.R. Haynes Phys. Rev. 82, 935 (1951)
W. Shockley
- 4/ F. Zörgiebel Z. Angew. Phys. 30, 316 (1970)
G. Haase
G. Henig
E. Schopper
J. U. Schott
- 5/ P.V. McD. Clark J. Photogr. Sci. 4, 1 (1956)
J.W. Mitchell
- 6/ Th. Wendnagel Vortrag bei der 3. Jahrestagung der Deutschen
Gesellschaft f. Kristallwachstum u. Kristall-
züchtung, Hamburg (1973)
- 7/ R.L. Fleischer J. Appl. Phys. 36, 3645 (1965)
P.B. Price
R.M. Walker
- 8/ R.W. Gurney Proc. Roy. Soc. A 164, 151 (1938)
N.F. Mott
- 9/ W.H. Barkas Nuclear Research Emulsions, Academic Press,
New York and London
- 10/ F. Zörgiebel Dissertation IKF-28 (1971)
- 11/ K. Breuer Photogr. Korresp. 104, 66 (1968)
E. Schopper
G. Haase
F. Zörgiebel
- 12/ R. Katz Phys. Rev. 137, 198 (1965)
J.J. Butts
- 13/ E.J. Kobetich Phys. Rev. 170, 391 (1968)
R. Katz
- 14/ E.J. Kobetich Phys. Rev. 170, 405 (1968)
R. Katz
- 15/ R. Katz Phys. Rev. 186, 344 (1969)
E.J. Kobetich
- 16/ R. Katz Nucl. Instr. Methods 79, 320 (1970)
E.J. Kobetich

- 17/ R. Katz
E.J. Kobetich
Phys. Rev. 170, 397 (1968)
- 18/ R. Katz
E.J. Kobetich
Phys. Rev. 170, 401 (1968)
- 19/ L. Jacobsson
G. Jönsson
K. Sönderström
H. Håkansson
Nucl. Instr. Methods 112, 575 (1973)
- 20/ K. Dardat
Diplomarbeit IKF-D 147 (1972)
- 21/ K. Zierold
Dissertation, Frankfurt (1974)
- 22/ M. Wentz
Dissertation, Frankfurt (1974)
- 23/ W. Schütze
Private Mitteilung
- 24/ F. Granzer
unveröffentlicht
- 25/ H. Schmidt
Diplomarbeit, TU München (1973)
- 26/ P. Müller
Phys. Stat. Sol. 12, 775 (1965)
- 27/ P. Süptitz
Ann. Phys. 9, 133 (1962)
- 28/ J. Malinowski
J. Photogr. Sci. 16, 57 (1968)
- 29/ H. Kanzaki
S. Sakuragi
Int. Coll. on the Physics and Chemistry of the
Silver Halide Crystals, Montreal (1972)
Ed. Soc. of Photogr. Scientist and Engineers
Wash. D.C. 113 (1972)
- 30/ K. V. Chibisov
M. V. Vok
E.A. Galasil
E.P. Sencenkov
J. Photogr. Sci. 21, 125 (1973)
- 31/ J.A. Venables
R.W. Balluffi
Phil. Mag. 11, 1021 (1965)
- 32/ G. Henig
Dissertation, IKF-IB 48 (1973)
- 33/ G. Haase
E. Schopper
G. Henig
J. U. Schott
F. Zörgiebel
Proceed. VIIth Int. Conf. on Corpuscular Photo-
graphy and Visual Detectors, Barcelona (1970)
Ed. P. Cuër, R. Schmitt, Strasbourg Vol. II, 461
- 34/ H.G. Baumgardt
Private Mitteilung
- 35/ J. U. Schott
E. Schopper
F. Granzer
G. Henig
K. Dardat
G. Haase
F. Zörgiebel
Proceed. VIIIth Int. Conf. on Corpuscular Photo-
graphy and Visual Detectors, Bukarest (1972)

- G. Haase
E. Schopper
Tracks of Ionizing Particles in Silverchloride
Singel Crystals, Proceed. of the VIth Int. Conf.
on Corpuscular Photography, Florenz (1966) 483
- G. Haase
E. Schopper
Investigation of Silverchloride Crystals for Detec-
tion of Charged Particles, Proceed. of the Cairo
Solid State Conf., Cairo (1966) 417
- K. Breuer
G. Haase
E. Schopper
Tracks of Charged Nuclear Particles in AgCl-
Crystals, Brit. J. Appl. Phys. 18, 1824 (1967)
- G. Henig
Temperaturverhalten von Cd-dotierten Silber-
chlorid Einkristallen bei Verwendung als Teil-
chenspur-Detektor, Diplom-Arbeit IKF-IB32 (1968)
- E. Schopper
G. Haase
G. Henig
J. U. Schott
F. Zörgiebel
Solid State Precipitation Detectos for Nuclear
Tracks, Paper reported on the 158th Meeting
of the Amer. Chem. Soc., New York (1969)
- G. Henig
E. Schopper
J. U. Schott
G. Haase
F. Zörgiebel
P. Cuer
R. Schmitt } Strasbourg
Rapport au COSPAR, XIV Meeting, Seattle (1971)
p. 60
- E. Schopper
G. Haase
G. Henig
J. U. Schott
F. Zörgiebel
Die Rolle der Silberhalogenide als Teilchenspur-
Detektoren, Photogr. Korr. 107, 155 (1971)
- E. Schopper
G. Haase
G. Henig
J. U. Schott
F. Zörgiebel
Solid State Detectors for Nuclear Tracks with On-
and Off-Sensitivity, Conf. Papers 12th Int. Conf.
on Cosmic Rays, Hobart, Vol. 6, 2511 (1971)
- E. Schopper
G. Haase
F. Granzer
K. Dardat
G. Henig
J. U. Schott
F. Zörgiebel
H. Bückner
G. Horneck
Solid State Detectors for Nuclear Tracks with On-
and Off-Response by Choice
Applications to Life-Sciences
COSPAR-Report L 54, Madrid Meeting (1972)
- E. Schopper
AgCl-Teilchenspur-Detektoren
GSI-Bericht 71 - 1, 96 (1971)

- | | |
|--|---|
| E. Schopper
G. Henig
J. U. Schott
K. Dardat | AgCl-Teilchenspür-Detektoren
GSI-Bericht 72 - 3, 244 (1972) |
| G. Haase
F. Zörgiebel
E. Schopper
F. Granzer
G. Henig
J. U. Schott
Th. Wendnagel | Silverhalide Crystals as Particle Track Detectors
Int. Coll. on the Physics and Chemistry of the
Silver Halide Crystals, Montreal (1972), and:
Photogr. Sci. and Eng. 17, 409 (1973) |
| G. Henig
E. Schopper
J. U. Schott
W. Rüther (Marburg) | COSPAR-Report, Konstanz Meeting XIV (1973) |
| E. Schopper
F. Granzer
G. Haase
D. Haseganu (Bukarest)
G. Henig
J. U. Schott
Th. Wendnagel
F. Zörgiebel | AgCl-Particle Track Detektors
Paper presented to the 13 th Int. Conf. on Cosmic
Rays, Denver (1973) |
| H. Bückner
E. Schopper
G. Henig
J. U. Schott
et al. | Biostack Experiment
Preliminary Science Report
APOLLO 17, NASA SP-330 (1973) |

Herr Professor Dr. E. Schopper hat als Direktor des Instituts für Kernphysik und Leiter der Arbeitsgruppe AgCl-Detektoren die Anregung zu dieser Arbeit gegeben. Für stetes Interesse und wertvolle Diskussionen möchte ich ebenso danken, wie für die notwendige Unterstützung, die mir die Durchführung dieser Arbeit ermöglichte.

Die Untersuchungen und die Herstellung der Detektoren basieren auf einer engen Zusammenarbeit mit einer Gruppe von Festkörperphysikern. Fruchtbare Beiträge von Professor Dr. F. Granzer, Leiter der Abteilung für Wissenschaftliche Photographie des Instituts für Angewandte Physik, sowie von Professor Dr. G. Haase und Dr. F. Zörgiebel (beide jetzt TU München) erlaubten die Eigenschaften und die Qualität der Detektoren gezielt zu verbessern und zu einem umfassenderen Verständnis der Wirkungsweise der Detektoren beizutragen. Herrn Th. Wendnagel fällt hierbei für seinen hohen persönlichen Einsatz bei der Herstellung und Weiterentwicklung der Detektoren ein wesentlicher Verdienst zu.

Frau S. Bloching danke ich für die sorgfältige Durchführung und Auswertung eines großen Teils der Messungen zur Lebensdauer latenter Spuren.

Mein Dank gilt ferner meinem Kollegen Dr. G. Henig und Dr. D. Haseganu (Institutul de Fizica Atomica, București), der vorübergehend an Aufbau und Eichung des Bildauswertegerätes mitgewirkt hat, sowie allen Mitarbeitern des Instituts, die direkt oder indirekt zum Zustandekommen dieser Arbeit beigetragen haben.

Zahlreichen Wissenschaftlern anderer Institutionen sei für entgegengebrachtes Interesse und Hilfsbereitschaft bei der Durchführung von Bestrahlungen und Experimenten gedankt. Es sind dies:

Arbeitsgruppe Biophysikalische Raumforschung, Universität Frankfurt
CERN, Geneva

Laboratoire de Physique Corpusculaire, CNRS de Strasbourg

Lawrence Radiation Laboratory, University of California, Berkeley

MPI für Kernphysik, Heidelberg
Technische Universität, München und Garching
The Schuster Laboratory, University of Manchester
Universität Marburg, Institut für Kernchemie
University of San Francisco
Yale University

Diese Arbeit wurde vom Bundesministerium für Forschung und Technologie im Rahmen des Forschungsvorhabens "Silberhalogenid-Kristalle als Teilchenspurdetektoren" (S N 8543) gefördert.

Die Mittel für das elektronische Bild-Analysen-System wurden von der GSI zur Verfügung gestellt.

LEBENS LAUF

Am 27. April 1940 wurde ich als Sohn des kaufmännischen Angestellten Walter Schott und dessen Ehefrau Hildegard, geb. Buschner, in Stettin geboren.

Von Sept. 1946 bis März 1962 besuchte ich die Volksschulen in Elsterberg (Vgtl.), Krefeld-Uerdingen, Obernburg (Main) und Frankfurt, anschließend das dortige Wöhler-Gymnasium, an dem ich im naturwissenschaftlichen Zweig der Oberstufe die Reifeprüfung ablegte.

Mai 1962 : Aufnahme des Studiums an der J. W. Goethe Universität in Frankfurt

Juli 1964 : Diplom-Vorprüfung für Studierende der Physik

März 1966 : Beginn einer Diplom-Arbeit am Institut für Kernphysik unter der Anleitung von Prof. Dr. E. Rössle.

Thema:

Untersuchung der elastischen Neutronenstreuung an Tritium

Mai 1968 : Diplom-Hauptprüfung

Im gleichen Jahr wurde ich am Institut für Kernphysik als wissenschaftlicher Angestellter nach dem Ausscheiden von Dr. K. Breuer mit der Weiterentwicklung des von Prof. Dr. E. Schopper geleiteten AgCl-Detektor-Programms betraut. Anfang 1972 zeichnete sich die Problemstellung ab, aus der die vorliegende Arbeit entstand.

Meine akademischen Lehrer waren:

R. Baer, R. Bass, W. Benz, H. Bilz, W. Bundke, M. Czerny, H. Dänzer, A. Doiwa, W. Franz, F. Granzer, W. Greiner, G. Haase, M. Horkheimer, W. Martienssen, B. Mrowka, R. Moufang, H. A. Müser, E. Rössle, P. Royen, H. Salzmann, L. Sauer, C. Schmid, E. Schopper, G. Süßmann, H. Wagner

